

Aufbau und Erprobung eines ortsempfindlichen
Viendrahtzählers für den Münchner
Q3D-Spektrographen

und

Untersuchung der intermediären Struktur in der
 $^{239}\text{Pu}(\text{d}, \text{pf})$ -Reaktion

Peter Glässel

1974

Aufbau und Erprobung eines ortsempfindlichen Viel-
drahtzählers für den Münchner Q3D-Spektrographen
und

Untersuchung der intermediären Struktur in der
 $^{239}\text{Pu}(\text{d}, \text{pf})$ -Reaktion

Inaugural - Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von

Peter Glässel

aus Wien

September 1974



1. Berichterstatter: Prof. H.J.Specht

2. Berichterstatter: Prof. C.Zupancic

Tag der mündlichen Prüfung: 20. Dezember 1974

Zusammenfassung

Für den Münchner Q3D-Magnetspektrographen wurde ein orts-empfindlicher Vieldrahtproportionalzähler mit digitaler Auslese zum Nachweis leichter Teilchen entwickelt und erprobt. Der Zähler hat einen Drahtabstand und damit eine Auflösung von 0,5 mm. Der Zähler ermöglicht On-line-Datenauswertung und Koinzidenzexperimente mit bis zu 10 ns Zeitauflösung.

Mit diesem Detektorsystem wurde die intermediäre Struktur der $^{239}\text{Pu}(\text{d},\text{pf})$ -Reaktion in der Nähe der 5 MeV-Resonanz mit einer Energieauflösung von 3 keV untersucht. Die Winkelkorrelation der Spaltfragmente wurde in Koinzidenz in einem orts-empfindlichen Vieldrahtzähler mit Zylindergeometrie und 2-dimensionalen Auslese aufgenommen.

Ein einfaches theoretisches Modell für die Beschreibung von Transmissionsresonanzen durch die doppelhöckerige Spaltbarriere und ihrer intermediären Struktur wird angegeben und auf die Messdaten angewandt. Es wird gezeigt, dass sich mit bekannten Parametern für die Spaltbarriere ein konsistentes Bild der Resonanzphänomene ergibt.

Inhaltsverzeichnis

1. Einführung	1
2. Experimentelle Hilfsmittel	
2.1 Der ortsempfindliche Vieldrahtproportionalzähler	2
2.11 Der mechanische Aufbau des Vieldrahtzählers	3
2.12 Die Verstärker und Diskriminatoren	11
2.12.1 Test und Abgleich der Verstärker	14
2.13 Die Diodenmatrixkodierung	15
2.14 Dekodierung und Ereignisauswahl	18
2.15 Die Winkelakzeptanz des Zählers	26
2.16 Das Computer-Interface	28
2.17 Das Energieverlustsignal	31
2.18 Automatische Funkenüberwachung	31
2.19 Das Zählgas	33
2.2 Testmessungen	
2.21 Ortsauflösung	35
2.211 Einfluss der Schwelle auf die Peaklage	35
2.22 Zeitauflösung	36
2.23 Das Energieverlustsignal	36
2.24 Untergrundunterdrückung	42
2.24.1 γ -Untergrund	42
2.24.2 Neutronenuntergrund	43
2.25 Differentielle Linearität	45
2.26 Die Zuverlässigkeit des Zählers	46
2.3 Messungen mit dem Flugzeitsystem	48
2.4 Der Spaltzähler	51
3. Untersuchung der intermediären Struktur in der $^{239}\text{Pu}(\text{d},\text{pf})$ -Reaktion	52
3.1 Einführung	52
3.2 Theoretische Vorstellungen	53
3.21 Transmission durch eine doppelhöckrige Spaltbarriere in halbklassischer Näherung	54
3.22 Klassifizierung von Zuständen in einer doppelhöckrigen Potentialfläche	54
3.23 Ein einfaches Modell der Spaltung durch eine Transmissionsresonanz	56

3.23.1 Ungedämpfte Transmissionsresonanzen	56
3.32.2 Gedämpfte Transmissionsresonanzen	57
3.23.3 Die Ankopplung der Typ I-Zustände	59
3.23.4 Anwendungen	
3.23.41 Spaltbreiten	60
3.23.42 Spaltwahrscheinlichkeiten	62
3.23.43 Der Fall vollständigen Dampings im 2. Minimum	68
3.23.5 Zusammenfassung der Aussagen des Modells	69
3.24 Die Bevölkering der Compoundzustände in der direkten Reaktion	70
3.25 Spaltkanäle und Winkelverteilung der Fragmente	71
3.3 Versuchsaufbau und Messung	74
3.4 Messergebnisse	78
3.5 Diskussion der Messergebnisse	
3.51 Winkelkorrelationen	84
3.52 Niveaudichten	88
3.53 Modellrechnungen	90
3.6 Schlussbemerkungen	94

1. Einführung

Die Entwicklung auf dem Gebiet der Magnetspektrographen für kernspektroskopische Zwecke hat durch den von Enge /1/ vorgeschlagenen Spektrographen vom Typ Q3D entscheidende Fortschritte gemacht. Spektrographen dieser Generation vereinen hohe Energieauflösung von 4000 bis 6000 $E/\Delta E$ mit einem grossen Raumwinkel (10 ... 15 msr). Das sogenannte Multipolelement /1,2/ erlaubt es, die Reaktionskinematik, d.h. die Änderung der Teilchenenergie mit dem Reaktionswinkel für den Bereich des Eintrittswinkels in den Spektrographen, zu kompensieren, so dass auch für leichtere Targetkerne oder Schwerionenreaktionen hohe Auflösungen erreicht werden /3/. Die Dispersion ist so ausgelegt, dass ortsempfindliche Proportionalzähler /4/ verwendet werden können, die eine On-line Datenverarbeitung ermöglichen. On-line-Detektoren bringen gegenüber den früher üblichen Photoplatten wichtige Vorteile: die für die Erreichung der optimalen Auflösung notwendigen ionenoptischen Tests mit dem Tandembeschleuniger-Strahl wären ohne einen On-line-Detektor mit vertretbarem Zeitaufwand nicht möglich gewesen. Ausserdem ermöglichen On-line-Detektoren Koinzidenzexperimente.

Die vorliegende Arbeit beschreibt das für den Münchner Q3D-Spektrographen entwickelte Detektorsystem und ein damit durchgeführtes (d,pf)-Experiment am Plutonium 239, das in besonderem Maße die Vorteile dieses Systems, das sind die hohe Auflösung, der grosse Raumwinkel und die On-line Datenverarbeitung, ausnützt. Eine Reihe weiterer Experimente wurden bereits mit dem hier beschriebenen Detektorsystem durchgeführt /5,6,7/.

2. Experimentelle Hilfsmittel

2.1 Der ortsempfindliche Vieldrahtproportionalzähler

Violdrahtproportionalzähler werden seit langem in der Hochenergiephysik mit Erfolg eingesetzt /4,8-20/. Die Aufgabenstellung für die Anwendung als ortsempfindlicher Detektor in der Fokalfläche eines Magnetspektrographen für Kernspektroskopie ist in einigen Punkten verschieden von der in der Hochenergiephysik:

1. Nur eine Ortskoordinate muss i.A. bestimmt werden.
2. Bis auf (unerwünschte) zufällige Koinzidenzen kommen i.A. nur Einzelereignisse in der Fokalfläche vor.
3. Die nachzuweisenden Teilchen haben grössere spez. Energieverluste in Materie, d.h. die Eintrittsfenster müssen dünn sein. Der grössere Energieverlust im Zähler ist dagegen vorteilhaft und ermöglicht eine kleinere Zählergeometrie, was im Falle digitaler Ortsauslese zu besserer Ortsauflösung führt. Ausserdem wird evtl. Teilchenidentifizierung möglich.

Tabelle 1 enthält die vom Detektorsystem zu erfüllenden Minimalforderungen, die sich aus dem Design des Q3D-Spektrographen ergeben. Wie schon erwähnt, ist die Energie-Dispersion des Q3D abgestimmt auf die erwartete Ortsauflösung von Violdrahtzählern.

Tabelle 1

Ortsauflösung	≤ 1 mm
Länge	2 m, gekrümmt
Vertikale Bildhöhe	10 ... 15 mm
Zeitauflösung	≤ 20 ns für Flugzeit-Messungen
Teilchenidentifizierung	wenn möglich
Zählraten	1 ... 10 kHz (Computerbegrenzt)
Ungünstigster Fall	Nachweis von 30 MeV p
Einfallswinkel	ca. 45°

Bei digitaler Auslese hat jeder Draht einen eigenen Verstärker und erzeugt ein logisches Signal, wenn er angesprochen wird. Diese Signale werden dann digital weiterverarbeitet /9,11,13, 18,21,22/.

Bei den analogen Ausleseverfahren wird eine grössere Zahl von Drähten kollektiv ausgelesen. Eine Reihe von Methoden wurde vorgeschlagen, wie z.B. Ladungsdivision /23,24/, verschiedene Laufzeitmethoden /25,26/, die Driftmethode /27,28/, oder die Pulsformmethode /29/. Die Ladungsdivision wird auch bei Zählern mit einem einzigen Anodendraht, der als Widerstandsdraht ausgebildet ist, verwendet. /30/. Eine Zwischenstellung nimmt das Verfahren von Walenta et al. /31/ ein, bei dem die digitale Auslese mit einer Interpolation nach der Driftzeitmethode zwischen den Drähten kombiniert ist. Die erfolgversprechendste analoge Auslesemethode dürfte z.Z. die der Laufzeitmessung an einer monofilaren Helix sein /32-33/. Bei den analogen Ausleseverfahren hängt die absolute Ortsauflösung von der Länge des Zählers ab /34/. Ein Zähler von 2 m Länge und einer Auflösung < 1 mm scheint z.Z. mit keiner der erwähnten Methoden in einem Stück möglich. Bei den digitalen Ausleseverfahren ist die Länge des Detektors im Prinzip unbegrenzt.

Wir haben uns in München für den Bau eines ortsempfindlichen Zählers mit digitaler Einzeldrahtauslese entschieden. Wir halten auch im Vergleich mit dem neuesten Stand der Entwicklung, d.i. insbesondere der Helixzähler /33/, das digitale Ausleseverfahren für konkurrenzfähig. Die Vorteile gegenüber den erwähnten analogen Methoden sind: hohe Absolutgenauigkeit und Reproduzierbarkeit der Ortsinformation ohne Eichung von Elektronik, 2 m aktive Länge in einem Detektor.

2.11 Der mechanische Aufbau des Vieldrahtzählers

Bild 1 zeigt die für den Zähler gewählte Geometrie. Die gestrichelten Linien kennzeichnen die zu den Drähten gehörenden "Zellen", d.h. den Teil des Zählervolumens, aus dem der jeweilige Draht Ladungen sammelt. Einfallende Teilchen hinter-

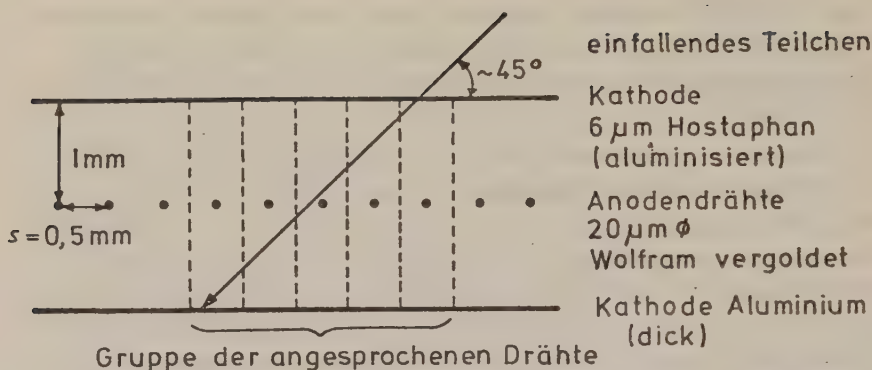


Bild 1: Geometrie des Vieldrahtproportionalzählers

lassen eine Ladungsspur, die wegen des flachen Einfallswinkels an 4 oder 5 benachbarten Drähten gesammelt wird. Die aktive Länge der Drähte ist 25 mm. Die Bilder 2 und 3 zeigen den mechanischen Aufbau des Zählers in Schnitten längs eines Zähl-drahtes senkrecht zur Fokalfläche. Der Abstand beider Kathoden von den Anodendrähten wird durch Profile aus Plexiglas hergestellt (Toleranz $\pm 0,02 \text{ mm}$). Die äussere Kathode wird federnd gegen die Plexiglasprofile gedrückt, so dass sichergestellt ist, dass die Dicke des Zählervolumens durch eben diese Profile bestimmt wird. Zwischen der äusseren Kathode und dem Plexiglasstreifen liegt eine Hostaphanfolie von 0,1 mm Dicke, die zwei Aufgaben erfüllt. Erstens isoliert sie die Drahtanschlüsse gegen die Kathode, zweitens wird der Abstand der Anodendrähte zur äusseren Folie etwas grösser als zur inneren Kathode. Dadurch treten Funkenentladungen bevorzugt zur inneren, "dicken" Kathode auf und die Lebensdauer der empfindlichen äusseren Kathodenfolie wird verlängert (s.u. Abschnitt 2.18).

Die Drahtebene (Bild 4) wurde durch Wickeln auf einem Drehkörper an der Drehbank hergestellt, dann mit Araldit (Uhu-Plus) fixiert und angelötet. Bild 5 zeigt die Anschlussbahnen auf

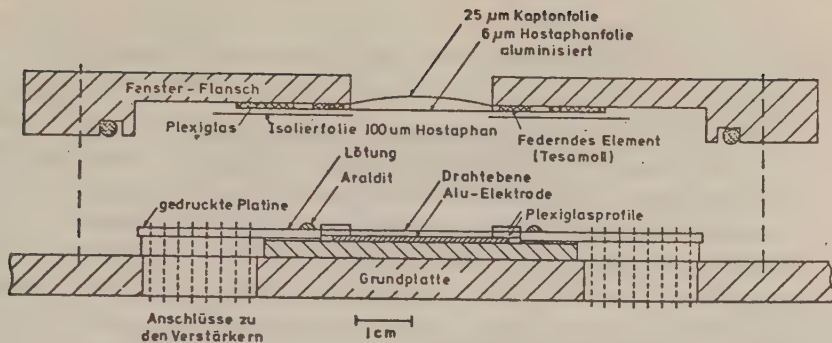


Bild 2: Schnitt durch den Zähler

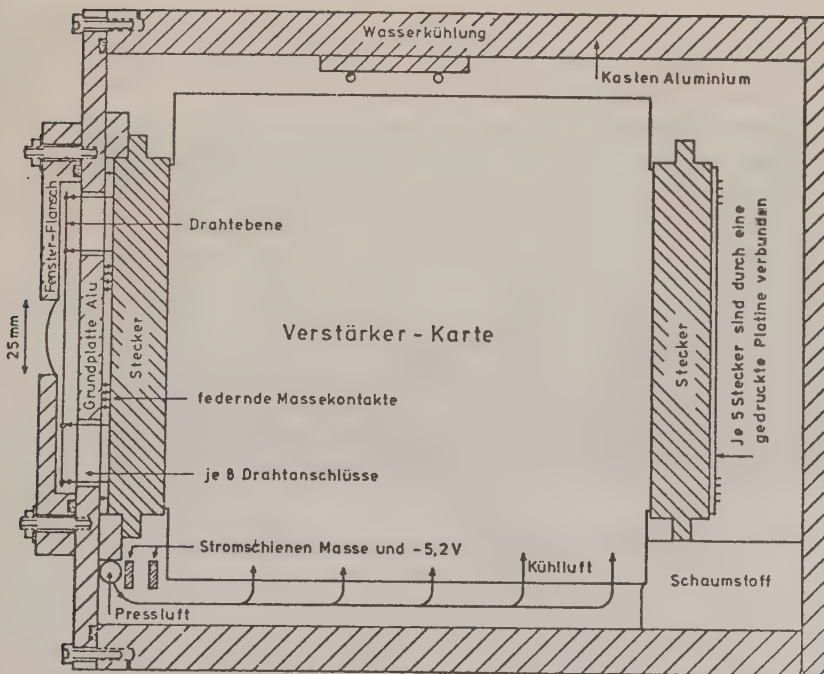


Bild 3: Schnitt durch den Zähler mit Elektronikgehäuse

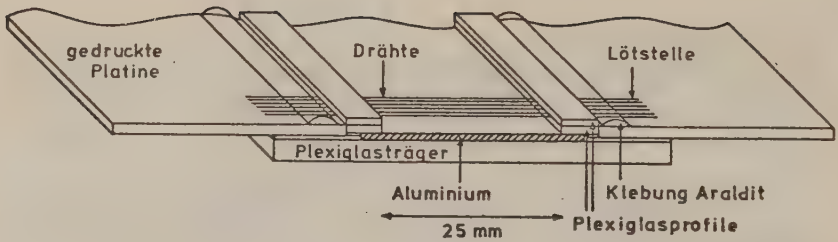


Bild 4: Aufbau der Drahtebene

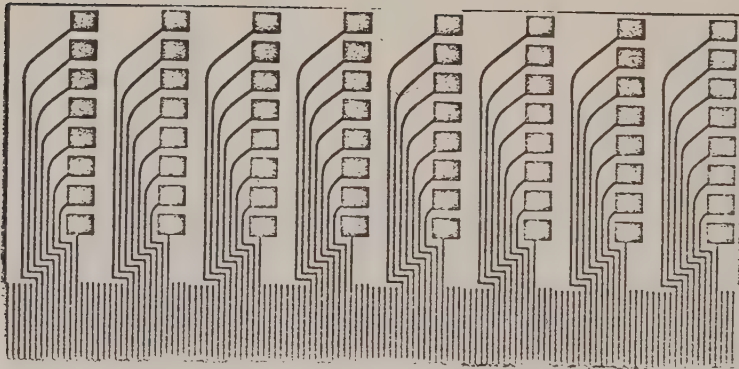


Bild 5: Ausschnitt aus einer gedruckten Platine für die Verbindungen Draht-Verstärker

auf den gedruckten Platinen. Je 8 Drähte sind abwechselnd rechts und links angelötet. Nach dem Wickeln liegen die Drähte genau an den Stellen, an denen sie angelötet werden. Die überschüssigen Teile der Drahtwicklung wurden dann entfernt. Die

zunächst gerade Drahtebene wurde dann elastisch gekrümmt und auf der Grundplatte (Bild 2) fixiert. Die Grundplatte enthält Schlitzte, durch die Kontakte zu den Verstärkerkarten durchgeführt sind. Probleme mit elektrostatischer Instabilität der Drähte /35/ treten wegen der kurzen freien Länge nicht auf. Die erforderliche Zugspannung der Drähte beim Wickeln auf der Drehbank wurde durch eine Filzbremse eingestellt. Wegen der kleinen Zählerdimensionen wurde auf Schutzelektroden (guard-strips) verzichtet. Es zeigte sich, dass dies keine Nachteile bringt; die Kanten der Dielektrika werden bei Funkenentladungen nicht bevorzugt (siehe auch Bild 31). An den Enden der Drahtebene werden üblicherweise dickere Drähte eingebaut, um die besonders grosse Feldstärke an den Eckdrähten zu senken, die sonst dort zu elektrischen Durchschlägen führt, lange bevor an den übrigen Drähten die Durchschlaggrenze erreicht ist.

Wir haben eine neue Methode angewandt. Die letzten 5 ... 10 Drähte werden isoliert montiert. Durch kleinste Entladungen und Kriechströme laden sie sich auf und nehmen ein Potential zwischen Anoden- und Kathodenpotential an. Mit dieser Methode erwiesen sich die Enden der Drahtebene als völlig unproblematisch. Bild 6 zeigt ein Ende der Drahtebene.

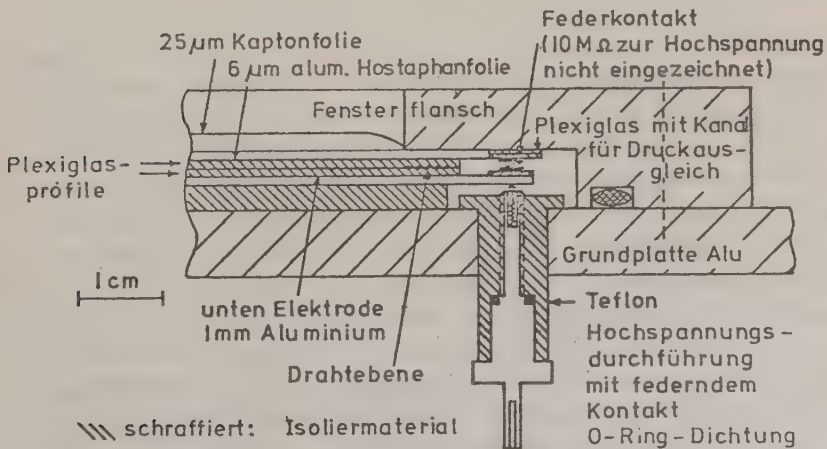


Bild 6: Schnitt durch ein Ende des Zählers

Das Zählgas durchströmt den Zähler von einem Ende zum anderen und tritt dann in den Raum ein, in dem sich die Verstärkerkarten befinden. Die Drahtebene ist rundum auf der Grundplatte mit einer Klebung abgedichtet.

Der (in Bild 2 abgehoben gezeichnete) Fensterflansch mit den Eintrittsfolien kann leicht ausgewechselt werden. Er ist in zweifacher Ausfertigung vorhanden.

Die Vieldrahtkammer ist in der Detektorvakuumkammer am Q3D-Spektrographen beweglich aufgehängt, da für Reaktionen mit verschiedener Kinematik die Fokalfläche sich etwas verschiebt /1,3/. Die Versorgung des Detektors erfolgt über zwei elastische Metallschläuche von Nennweite 20 mm, die direkt nach draussen an Atmosphärendruck führen. Alle Leitungen wie Zählgas, Kühlung, Versorgungsspannungen, Signalausgänge etc. sind in diesen Metallschläuchen verlegt. Zur Ableitung der Verlustleistung der Verstärker ist das Gehäuse des Detektors wassergekühlt. Pressluft, die zwischen die Verstärkerkarten geblasen wird, sorgt für bessere Konvektion im Innern. Die normale Betriebstemperatur im Detektor ist 50 bis 55°C. Ein Thermoschalter im Detektor schaltet bei mehr als 60°C die Versorgungsspannung der Elektronik ab. Die Betriebstemperatur des Detektorgehäuses beträgt zwischen 25 und 30°C.

Es wurden zwei Modelle des Zählers aufgebaut. Das kleinere hat 480 aktive Drähte bzw. 24 cm Länge. Es ist mit 5 m Radius gekrümmt. Das grössere Modell mit ca. 3900 Drähten wurde aufgebaut, nachdem aus den experimentellen Ray-tracing-Messungen am Q3D die genaue Form der Fokalfläche bekannt war /36/. Bild 7 zeigt das für den Detektor gewählte Profil. Am hochenergetischen Ende weicht die Fokalfläche aufgrund eines Designfehlers stark von der vorausberechneten Form ab /36/. Die Krümmung ist dort so stark, dass der Einfallswinkel der Teilchen das Vorzeichen wechselt. Die Auflösung ist dort ausserdem sehr schlecht. Da geplant ist, durch Änderungen an der Ionenoptik die Fokalfläche wieder "geradezubiegen", wurde als Form für diesen Teil eine vernünftig erscheinende Extrapolation des "guten" Teils der Fokalebene gewählt, die etwa dem ursprünglichen

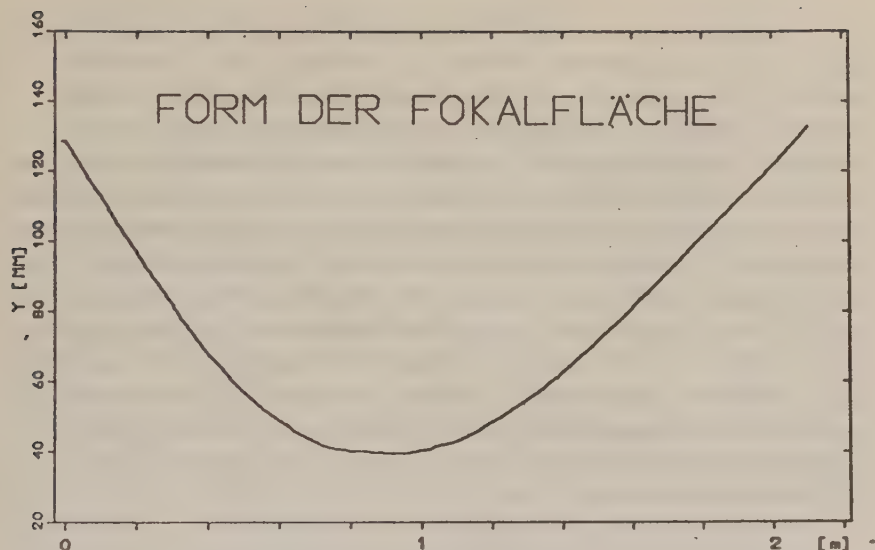


Bild 7: Form der Fokalfläche (Y 10-fach überhöht)

Design entspricht. Der "gute" Teil macht ca. 75 % des Energiebereichs des Q3D-Spektrographen aus, im wesentlichen wurde nur dieser Teil des Detektors bislang mit Elektronik bestückt.

Es zeigte sich, dass nach dem Zusammenbau der Zähler konditioniert werden muss, wie dies etwa von Tandem-Van-de-Graaf-Beschleunigern bekannt ist. Der Vorgang ist folgender: die Hochspannung wird unter Beobachtung des Energieverlustsignals (s.u.) langsam erhöht. Nach jeder Erhöhung der Hochspannung beobachtet man anfänglich eine grosse Zählrate an Untergrundimpulsen, die in der Amplitude einer etwa exponentiell abfallenden Verteilung gehorchen. Im Laufe des Konditionierungsprozesses wird diese Untergrundrate kleiner, die Amplitude der Pulse allerdings meist grösser, bis die Pulse völlig verschwinden. Die Spannung am Zähler wird nun laufend erhöht, so dass stets eine gewisse Untergrundzählrate herrscht. Gelegentlich kommen während des Konditionierens Funkendurchschläge vor. Die maximal erreichbare Hochspannung ist erkennbar durch ein Ansteigen

der Funkenrate. Der gesamte Konditionierungsprozess dauert bei einer neu aufgebauten Kammer ca. 14 Tage, bei Auswechseln einer Kathodenfolie einige Tage. Während des Konditionierens wird als Zählgas reines CO_2 verwendet, da es einerseits gestattet, hohe Spannungen zu erreichen und andererseits bei Entladungen keine Crackprodukte zu befürchten sind, die die Drähte verunreinigen könnten. Die Erklärung für den Konditionierungsprozess ist, dass Verunreinigungen und Spitzen an den Elektroden abgebaut werden. Ein Aufbau des Zählers in einem staubfreien Raum könnte den Vorgang wahrscheinlich verkürzen. Auch nach längerer Abschaltung der Hochspannung muss der Zähler wieder kurzzeitig konditioniert werden. Deshalb wird die Hochspannung in den Betriebspausen nicht abgeschaltet, sondern nur auf einen sicheren Wert reduziert, wobei als Zählgas wieder CO_2 eingeleitet wird.

2.12 Die Verstärker und Diskriminatoren

Bevor wir auf die Verstärkerschaltung zu sprechen kommen, sollten ein paar Eigenschaften der Signale, die von den Drähten geliefert werden, erwähnt werden. Die vom Primärteilchen gebildeten freien Elektronen werden zum nächstliegenden Anodendraht gesammelt und in dessen Nähe proportional verstärkt. Die Laufzeitunterschiede für Elektronen von verschiedenen Stellen der primären Ladungsspur führen zu einer Verschmierung des Signalanstiegs am Draht. Nimmt man die übliche Abschätzung für die Driftgeschwindigkeit der Elektronen mit 20 ns/mm , so erhält man als maximalen Driftzeitunterschied für unsere Geometrie $10 \text{ ns} \triangleq 0,5 \text{ mm}$ bei ungünstigster Lage der Spur, bei günstigster Lage ca. 7 ns . Bild 9 zeigt schematisch die Signale für ein einziges primäres Elektron (a) und für die Sammlung einer Ladungsspur (b). Im Gebiet I hat man einen sehr schnellen logarithmischen Anstiegs des Ladungssignals, der von der Drift der positiven Ionen im coaxialen $1/r$ -Feld in der Nähe des Drahtes herrührt. Etwa im Abstand $s/2$ vom Draht wird das Feld homogen [37], die Sammlung der Ionen in diesem Gebiet bewirkt einen zeitlich linearen Anstieg des Ladungssignals (Gebiet II).

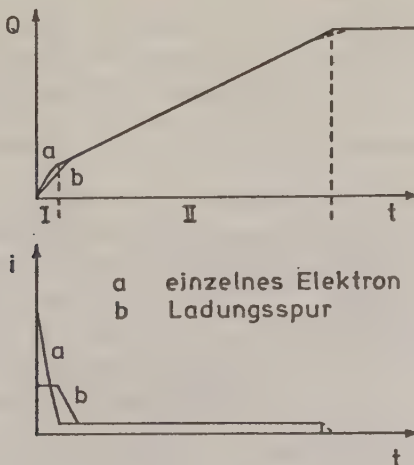


Bild 9: Signale am Draht (schematisch) für Vieldrahtgeometrie

Die tatsächlichen Zeiten in unserer Geometrie sind ca. 10 ns für I und 5 bis 12 μ s für II je nach Zählgas.

Wenn grosse Zählraten verarbeitet werden sollen oder wenn eine gute Zeitinformation für die Ereignisse gewonnen werden soll, ist es besser, statt ladungsempfindlicher Verstärker stromempfindliche zu verwenden. Stromempfindlich arbeitet ein Verstärker, wenn die RC-Zeitkonstante des Eingangs klein ist gegen die Anstiegszeiten der Signale. Kleine Eingangswiderstände haben ausserdem den Vorteil, dass die kapazitive Kopplung zwischen benachbarten Verstärkern vermindert ist. Die Anstiegszeit des Verstärkers sollte kleiner sein als die Breite der Eingangssignale, da sonst Signalamplitude und damit Signal/Rauschverhältnis verloren geht; sie darf natürlich auch nicht viel kleiner sein, da sonst ebenfalls Signal/Rauschverhältnis verschenkt wird.

Es zeigte sich, dass die MECL II-Technologie, was Preis, Geschwindigkeit und Leistungsaufnahme betrifft, die geeignetste Lösung bietet.

Bild 10 zeigt die Schaltung der Verstärker und Diskriminatoren. Die Schaltung wurde in Anlehnung an Sippach /11,13/ entwickelt. Erläuterung der Schaltung: Die Diode am Eingang der

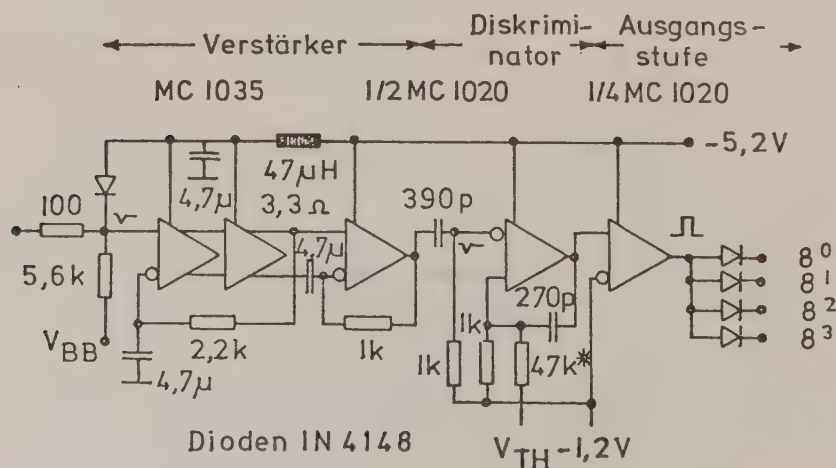


Bild 10: Schaltung der Verstärker und Diskriminatoren

Schaltung in Verbindung mit dem 100 Ω Serienwiderstand schützt die erste Stufe vor Funkendurchschlägen. Die ersten beiden Stufen sind zur Arbeitspunkteinstellung gleichspannungsmässig gegengekoppelt, die Kapazität gegen Erde hebt die Gegenkopplung für schnelle Signale auf. Die nächste Stufe ist ebenfalls gleichstromgegengekoppelt. Diese ersten 3 Stufen bilden den linearen Verstärkerteil mit einer Spannungsverstärkung von ~ 1000 . Der maximale Spannungshub am Ausgang beträgt 0,8 V entsprechend einem Eingangssignal von $\sim 0,8$ mV. Grössere Eingangssignale werden begrenzt, ohne dass Erholzeiten auftreten, da bei MECLII keine Sättigung von Transistoren auftritt. Die nächste Stufe wirkt als Diskriminator. Die beiden Differenzeingänge liegen über 1 k Ω an $-1,2$ V, der nicht-invertierende ist etwas negativer, da zusätzlich über 47 k Ω die Spannung V_{TH} ($V_{TH} = +10 \dots -30$ V) zugeführt wird. Die Spannungsdifferenz an den beiden Eingängen hat zur Folge, dass in Ruhe der Ausgang des Diskriminators am unteren Sättigungswert liegt (logisches Signal "0"). Die pos. Rückkopplung über 270 pF bewirkt, dass ein negatives Signal den Differenzverstärker "ümklappt", der Ausgang geht auf den oberen Sättigungswert (logisches Signal "1"). Nach ~ 200 ns (gegeben durch die RC-Zeitkonstante 270 p. 1 k Ω) fällt der Diskriminator in den Ruhezustand zurück. Durch Verändern von V_{TH} kann die Ansprechschwelle verändert werden. Die nächste Stufe dient zum Entkoppeln der Diskriminatoren von der nachfolgenden Diodenmatrix (s.u.). Dies ist notwendig, da wegen der pos. Rückkopplung der Diskriminator auch von der Ausgangsseite her durch sehr kleine Störimpulse getriggert werden kann.

Tabelle 2 enthält eine Liste der wesentlichen Daten der Verstärker. Je 16 davon sind auf einer Platine aufgebaut. Bild 11 zeigt die Steckerbelegung der Karte. Die Übersprechdämpfung von 20 dB erscheint gering, ist aber völlig ausreichend, da auf Drähten, die zu angesprochenen Drähten benachbart sind, ein gegenphasiges Signal influenziert wird /4/, das ein Triggern verhindert.

Tabelle 2

Eingangswiderstand	1 k Ω
Eingangskapazität	10 pF
Anstiegszeit des lin. Teils	~ 8 ns
Schwelle	200 μ V ... 2mV
Variation der Schwelle	± 2 dB bei $V_{TH} = -15$ V
Stromverbrauch	35 mA / - 5,2 V (180 mW)
Übersprechdämpfung	≥ 20 dB

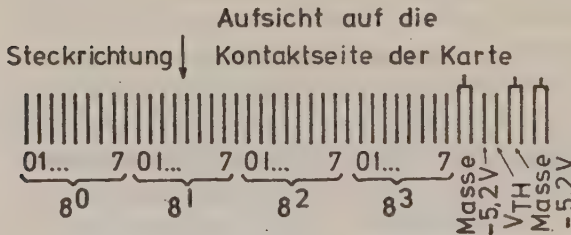


Bild 11: Steckerbelegung der Verstärkerkarten

2.12.1 Test und Abgleich der Verstärker

Zum Testen und Abgleichen der Verstärker wurde ein Teststand aufgebaut. Jeder Verstärker wird mit einem Testsignal gefüttert. Die Amplitude des Testsignals kann in Stufen von 1 dB verändert werden und so die Schwelle (50 % Ansprechwahrscheinlichkeit) jedes Verstärkers auf 1 dB genau gemessen werden. Bei Verstärkern, für die die Schwelle um mehr als ± 2 dB vom Sollwert abwich, wurde der 47 k Ω Widerstand an V_{TH} ausgetauscht. (In Bild 10 mit * gekennzeichnet). Dafür wurden Widerstände

der E24-Reihe (39 k Ω , 43 k Ω , 47 k Ω , 51 k Ω , 56 k Ω , 62 k Ω) verwendet. Eine Widerstandsstufe entspricht einer Änderung der Schwelle um ca. 1,75 dB.

2.13 Die Diodenmatrix-Kodierung

Die Proportional-Drähte sind entsprechend ihrer geometrischen Anordnung fortlaufend durchnummeriert. Jedem Draht bzw. Verstärker ist so eine Adresse zugeordnet. Diese Adresse wird als oktale 4-stellige Zahl dargestellt. (Damit lassen sich $8^4 - 1 = 4095$ Drähte adressieren.) Jeder Verstärker sendet, wenn er angesprochen wird, seine Adresse an die Ausleselogik. Dies geht folgendermassen vor sich: Es sind 4 Gruppen à je 8 Signal-Leitungen vorhanden. Jede Gruppe entspricht einer oktalen Ziffer, die Nummer der Leitung innerhalb der Gruppe entspricht dem Wert dieser Ziffer. Ruhezustand der Leitungen ist log. '0'. Die Adresse 3154 z.B. wird also dargestellt durch vier Signale mit log. "1" auf den Leitungen Nr. 3 aus der Gruppe 8^3 , Nr. 1 aus 8^2 , Nr. 5 aus 8^1 , und Nr. 4 aus der Gruppe 8^0 . Da verschiedene Drähte dieselbe 1. oder 2. oder 3. oder 4. Ziffer haben (z.B. 6000 ... 6777 haben die Ziffer 6 an erster Stelle gemeinsam), wird jede der 32 Leitungen von vielen Verstärkern angesprochen, und zwar wird eine OR-Funktion aller beteiligten Signale gebildet. Wenn mehrere Verstärker gleichzeitig ansprechen, ist i.A. eine eindeutige Zuordnung der Adressen nicht möglich, wohl aber, wenn weniger als 8 benachbarte Verstärker ansprechen. Bild 12 zeigt ein Beispiel. Die OR-Funktion wird mit Dioden gebildet. Die Schaltung für eine der 32 Kode-Leitungen ist in Bild 13 gezeigt. Durch die Zwischenschaltung der Dioden werden die Pegel für "0" bzw. "1" verschoben, sie müssen am Empfangsende wieder auf MECLII-Norm zurückgeführt werden. An dieser Stelle ist eine kapazitive Signalkopplung eingeführt worden, da sich bei der galvanischen Kopplung Probleme durch Temperaturdriften der log. Pegel ergaben. Der Signalhub zwischen "0" und "1" auf den Kodeleitungen ist kleiner als am Ausgang der

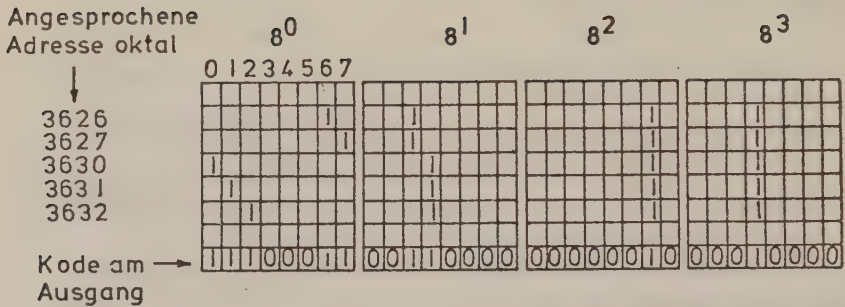


Bild 12: Beispiel für die Kodierung in der Diodenmatrix

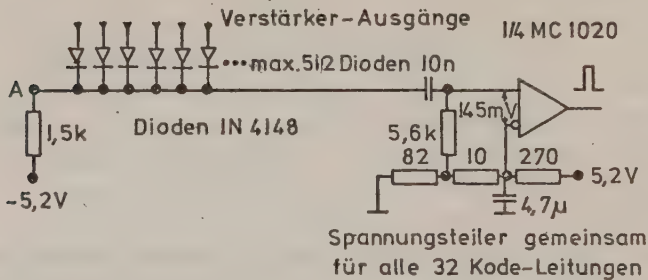


Bild 13: Eine der 32 Kode-Leitungen der Diodenmatrix

Verstärker. Im Ruhezustand fließt durch den 1,5 k Ω -Widerstand (Bild 13) ein Strom von ca. 2 mA, der sich gleichmässig auf alle Dioden (maximal 512) aufteilt. Geht jetzt einer der Verstärkerausgänge auf "1", dann übernimmt dessen Diode den ganzen Strom, alle anderen Dioden werden ausgestattet, da die Spannung an ihnen verkleinert wird. Der Spannungsabfall an der einen leitenden Diode ist jetzt allerdings wegen des 512mal grösseren Stroms grösser, der Signalhub auf der Kodeleitung also kleiner. (Bild 14). Durch die

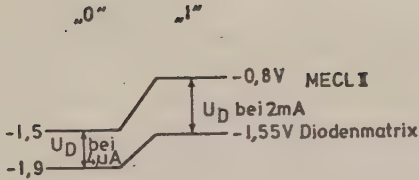


Bild 14: Signalhub an der Diodenmatrix

grosse Ladekapazität der Dioden ($\sim 2\text{pF}$ je) wird der Signalhub weiter verkleinert. Es ist deshalb notwendig, in gewissen Abständen (etwa alle 1000 Verstärker) die Signale auf den Kodeleitungen zu regenerieren. Dies geschieht durch Zwischenschalten von Verstärkern nach Bild 15.

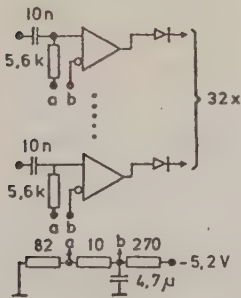


Bild 15: Signal-Zwischenverstärker

Auf den Verstärkerkarten befinden sich ausser den 16 Verstärkern und Diskriminatoren noch der zugehörige Teil der Diodenmatrix, das sind $4 \times 16 = 64$ Dioden. Die Kodeleitungen werden durch Verbindungen von Stecker zu Stecker gebildet, d.h. alle Steckerpins mit gleicher Nummer sind längs der ganzen Fokalebene durchverbunden mit Ausnahme der Stellen, an denen das Signal regeneriert wird (s.o.).

Bild 16 zeigt die Kodierung einer Karte. Für die ersten 3 oktalen Ziffern der Adressen müssen auf jeder Karte 4 vorbereitete Lötverbindungen gemacht werden. (Bild 11 zeigt die Pinbelegung der Stecker für die Verstärkerkarten).

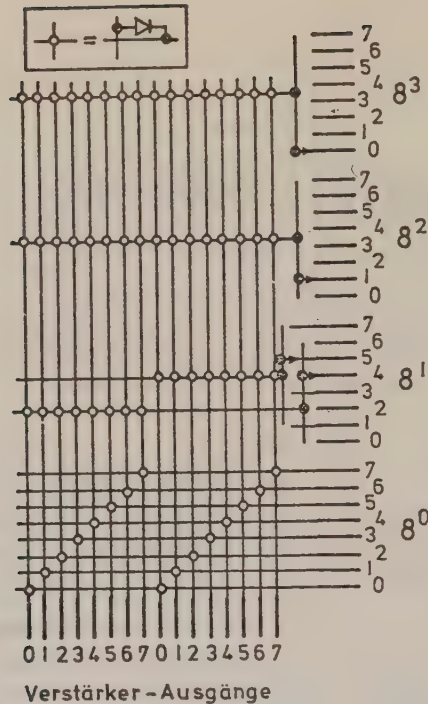


Bild 16: Kodierung auf einer Verstärkerkarte

2.14 Dekodierung und Ereignisauswahl

Jedes Ansprechen eines oder mehrerer Verstärker liefert ein Muster von Signalen auf den 32 Kode-Leitungen. "Gute" Ereignisse sind dadurch gekennzeichnet, dass 4 oder 5 benachbarte Drähte aktiviert werden. Dies führt zu Signalen auf 4 oder 5 benachbarten Kode-Leitungen der Gruppe 8^0 . Die Gruppe ist dabei zyklisch zu betrachten, d.h. 0 und 7 sind ebenfalls benachbart. In den anderen Gruppen sprechen je eine, im Falle von Übertrag maximal 2 benachbarte Leitungen an. Bild 17 zeigt ein Blockschaltbild der Ausleselogik. Gute

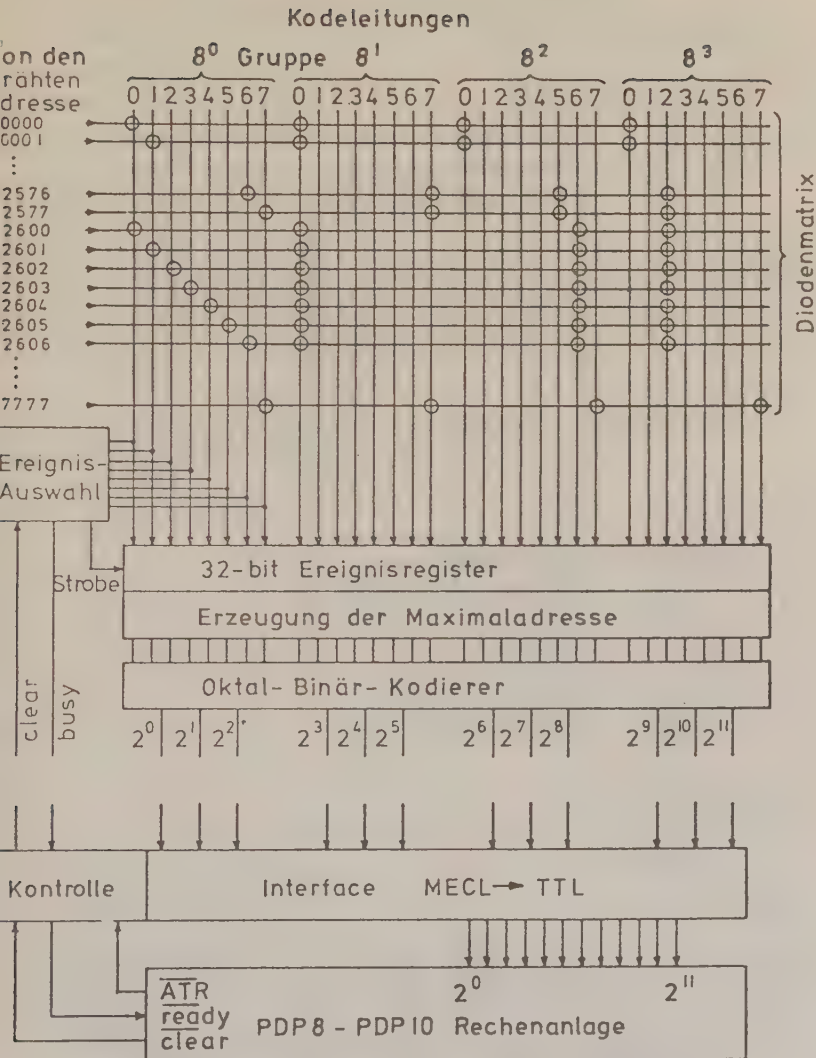


Bild 17: Blockschaltbild der Ausleselogik

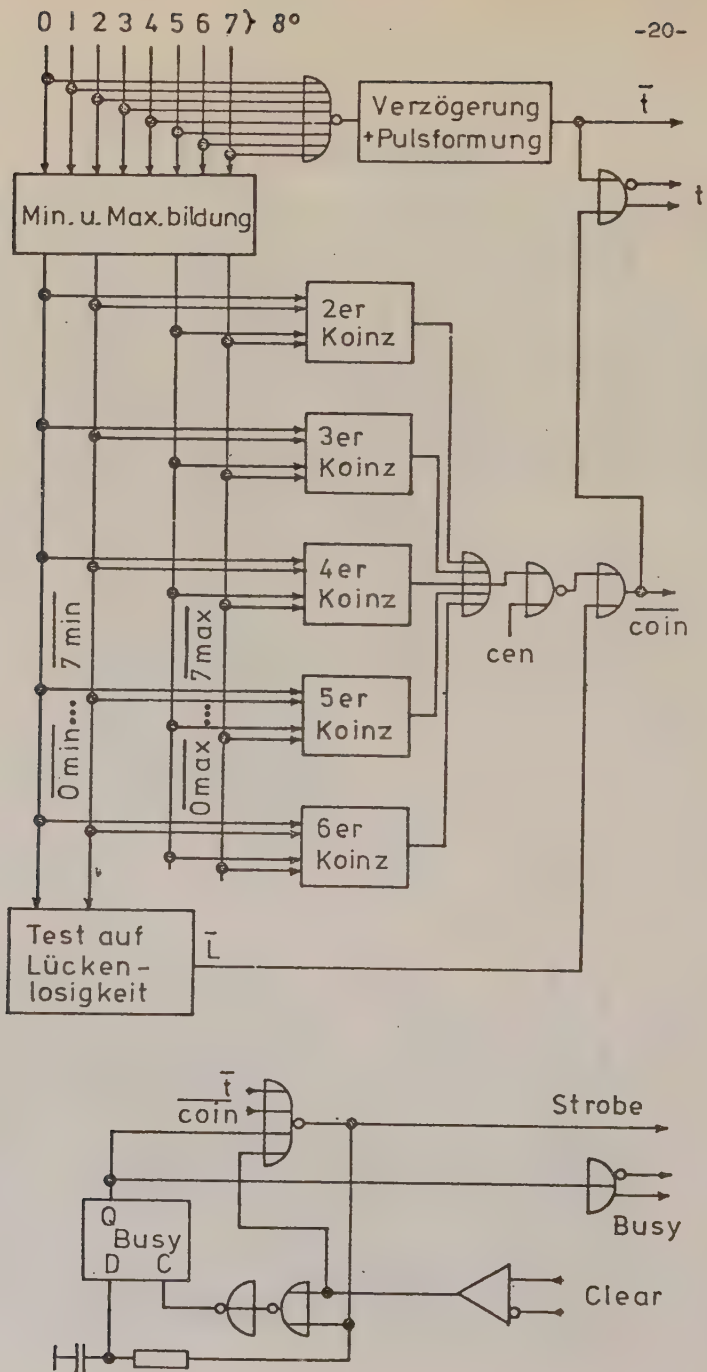


Bild 18: Blockschaltbild der Ereignisauswahllogik

Ereignisse werden durch Inspektion der Kode-Leitungen der Gruppe 8⁰ festgestellt, dann in das 32-bit Ereignisregister eingelesen. Die Ausgänge des 32-bit Registers sind so verknüpft, dass (für gute Ereignisse) die jeweils grösste Adresse aller angesprochenen Drähte weitergeleitet wird. Diese Adresse wird dann von oktäl in 12-bit-binär umkodiert und über das Interface (s.u.) dem Computer zugeführt.

Folgende Bedingung wird an "gute" Ereignisse gestellt: In den Kodeleitungen der Gruppe 8⁰ (letzte oktale Ziffer) sprechen n lückenlos benachbarte Leitungen an, die zulässigen n können durch Schalter gewählt werden ; $n = 2, 3, 4, 5, 6$ sind möglich. Bild 18 zeigt ein Blockschaltbild der Ereignisauswahl. Die einzelnen Komponenten werden im folgenden genauer erklärt:

a) Minimum- und Maximumbildung (Bild 19)

Hier werden für jedes Bitmuster auf den 8 Kodeleitungen die Minimal und Maximalziffern der "Gruppen" gebildet, wobei die 8 Leitungen zyklisch betrachtet werden. Eine "Gruppe" ist dabei eine lückenlose Reihe von Leitungen mit Pegel "1". Treten mehrere Gruppen auf, so werden auch mehrere $\overline{\text{min}}$ und $\overline{\text{max}}$ -Signale erzeugt. (Mit $\overline{\text{min}}$ bezeichnete Signale haben Ruhepegel "1", Arbeitspegel "0". In ECL-Logik bilden miteinander galvanisch verbundene Ausgänge ein OR [Wired-Or]). Bild 20 zeigt Beispiele dafür.

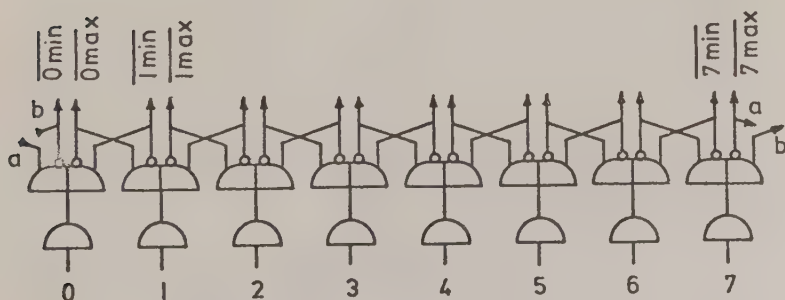


Bild 19: Minimum- und Maximumbildung

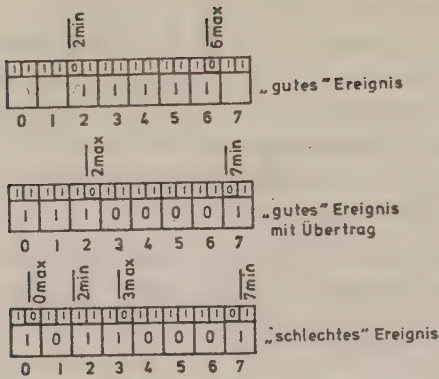


Bild 20: Beispiele für Minimum- und Maximumbildung

b) Prüfung auf Lückenlosigkeit

Das gleichzeitige Auftreten von 2 oder mehr $\overline{nmin}$ -Signalen (oder $\overline{nmax}$ -Signalen) bedeutet, dass nicht eine lückenlose Reihe benachbarter Drähte angesprochen hat. Die Schaltung in Bild 21 bildet ein OR aller möglichen Koinzidenzen von $\overline{nmin}$ -Signalen, $\overline{L} = 1$ bedeutet, dass die angesprochenen Drähte keine lückenlose Gruppe bilden.

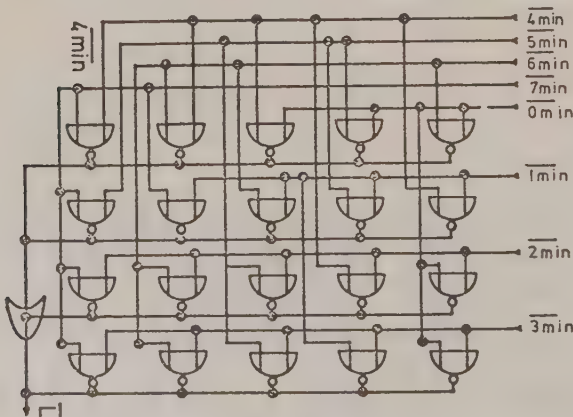


Bild 21: Prüfung auf Lückenlosigkeit

c) Feststellung der Anzahl der angesprochenen Drähte.

Wie oben erwähnt sollen nur gewisse (wählbare) Anzahlen von angesprochenen Drähten zulässig sein. Für jede wählbare Anzahl m gibt es eine Prüfung. Für $m = 4$ ist dies in Bild 22 gezeigt. Es wird ein OR aller Koinzidenzen von

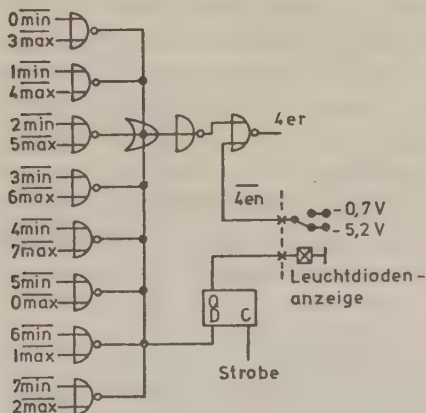


Bild 22: Prüfung auf Koinzidenz von 4 Drähten

$\overline{nmin}$ und $(n+3)\overline{max}$ -Signalen gebildet, denn genau diese Bedingung charakterisiert eine 4er-Gruppe. Der Pegel $\overline{4en}$ (enable) wird durch Schalter eingestellt und erlaubt es, das Ausgangssignal zu unterdrücken. Ausserdem wird die Information über die Anzahl in ein Flip-Flop eingelesen und mit einer Leuchtdiode angezeigt.

d) Erzeugung des Signales t (Bild 23)

Wenn ein Teilchen im Zähler eintrifft, werden die angesprochenen Drähte wegen unterschiedlicher Sammelzeiten

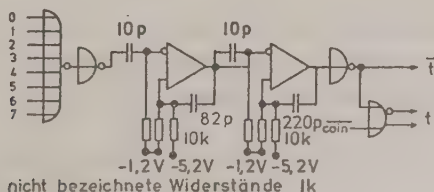


Bild 23: Engpassung des schnellen Zeitmaßstabes

und Laufzeiten im Verstärker ihre Signale zu etwas verschiedenen Zeiten abgeben. Da in den Eckzellen eventuell wegen kürzerer Spurlängen kleinere lineare Signale auftreten und die Diskriminatoren, die ja nach dem leading-edge-Prinzip arbeiten, eine amplitudenabhängige Signalverzögerung (walk) haben, können Zeitdifferenzen bis etwa 25 ns vorkommen. Es leuchtet sofort ein, dass das erste eintreffende Signal die beste Zeitinformation, d.h. die kleinsten Zeitschwankungen relativ zum Durchgang des Teilchens hat. Durch OR-Bildung in den 8 Leitungen der Gruppe 8⁰ wird diese Zeitinformation herausgefiltert. Das so gewonnene Signal wird um 50 ns verzögert, da erst nach dieser Zeit, wenn die späterkommenden Signale angekommen sind, festgestellt werden kann, ob es sich um ein "gutes" Ereignis handelt. Nur in diesem Falle wird das Signal t (schnelles Zeitsignal) abgeschickt.

e) Einlese "guter" Ereignisse

Für "gute" Ereignisse, d.h. wenn Lückenlosigkeit ($\bar{L}$) und eine der vorgewählten Anzahlen festgestellt werden, wird das Signal coin erzeugt. (Für cen = 0 wird auf die Anzahlbedingung verzichtet). Falls coin = 0 löst t das Strobe-Signal aus, (Bild 18 unten) und das Ereignis wird in das 32-bit Register eingelesen. Das Strobe-Signal setzt ausserdem das Busy-Flipflop, dessen Ausgangssignal busy schneidet den Strobepuls ab, der deshalb sehr kurz ist (~12 ns). Das Busy-Signal wird an das Interface und die Rechenanlage weitergeleitet und signalisiert das Anstehen eines Ereignisses. Solange das busy-Signal ansteht, wird kein weiterer Strobe erzeugt. (Über das Löschen des busy-Flipflops s.u.) Bild 24 zeigt den zeitlichen Ablauf in Diagrammform.

f) Binär-Kodierung

Bild 25 zeigt einen Ausschnitt des 32-bit Registers, und zwar eine 8er-Gruppe. Die Q und $\bar{Q}$ -Signale des Flip-Flops sind so verknüpft, dass die jeweils grösste vorkommende

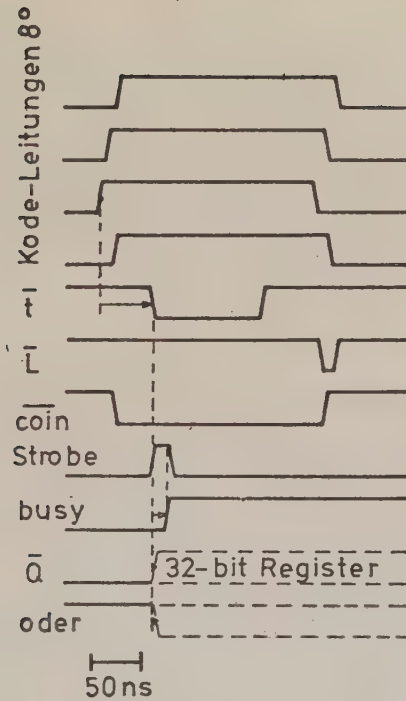


Bild 24: Zeitablauf in der Ereignisauswahllogik

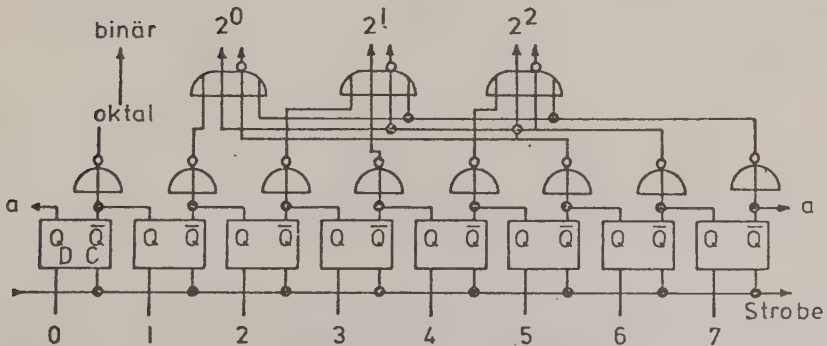


Bild 25: Eine 8er-Gruppe des 32-bit-Registers mit Maximalbildung und Binär-Kodierung

Ziffer am Ausgang erscheint (genau wie bei der Maximumbildung (Bild 19) in a)). Dies erfolgt in allen 4 8er-Gruppen, so dass am Ausgang des 32-bit Registers die Maximaladresse der angesprochenen Drähte erscheint. Dies gilt nur, wenn genau eine lückenlose Reihe von Drähten angesprochen hat, aber das Register wird ja nur unter dieser Bedingung eingelesen. Die Umkodierung in Binärkode ist sehr einfach, da jede oktale Ziffer, d.h. jede 8er-Gruppe des Registers genau 3 binäre Ziffern ergibt.

2.15 Die Winkelakzeptanz der Kammer

Die durch die Koinzidenzbedingung der Ereignisauswahl erlaubten Einfallswinkel von Teilchen lassen sich mit einigen idealisierenden Annahmen leicht berechnen. Es wird angenommen, dass die Signalhöhe in jeder Zelle (s. Bild 1 und Erläuterungen im Text) proportional zur Länge der Spur in dieser Zelle ist und dass die Signalhöhe scharf ist. Eine Spurlänge l in einer Zelle sei erforderlich, damit der Diskriminator anspricht. Als Maßzahl für die elektronische Schwelle definiert man

$$r = l \cdot \sin(\alpha) / s, \quad s = \text{Drahtabstand}$$

Für die Projektion der Länge der Teilchenspur im Zähler gilt

$$x = d \cdot \arctan \alpha$$

wobei α der Einfallswinkel (zum Lot gemessen) und d die Gesamtdicke des Zählers ist. Einfache geometrische Überlegungen ergeben dann: für die Ansprechwahrscheinlichkeit ξ für eine Koinzidenz von n Drähten:

$$\begin{aligned} \xi &= 0 & x &\leq s (n - 2 + 2r) \\ \xi &= 1 & x &= s (n - 2 + 2r) \\ \xi &= 0 & x &\geq s (n + 2r) \\ & & s &= \text{Drahtabstand} \end{aligned}$$

Bild 26 zeigt diesen Zusammenhang für $s = 0,5 \text{ mm}$ und $d = 2 \text{ mm}$. Die fett gestrichelte Linie entspricht der Koinzidenzbedingung

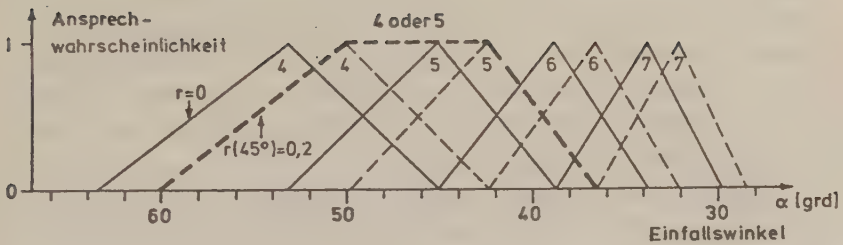


Bild 26: Berechnete Winkelakzeptanz (schematisch)

"4 oder 5 Drähte." Bei vollem Raumwinkel des Q3D beträgt die Variation des Einfallswinkels an einer Stelle der Fokalfäche $4,4^\circ$ /36/. Der Einfallswinkel des Mittelstrahls variiert ausserdem um etwa 4 Grad längs der Fokalebene /36/. Am hochenergetischen Ende ist er flacher, dort zeigen genaue Messungen, dass für die Koinzidenzbedingung "4 oder 5 Drähte" etwas an Nachweiswahrscheinlichkeit verloren geht; wenn man die Koinzidenzbedingung auf "4,5 oder 6" erweitert, ist dies behoben. Bild 27 zeigt eine Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit mit auf $0,3^\circ$ kollimierten α -Strahlen für die Koinzidenzbedingung "4 oder 5".

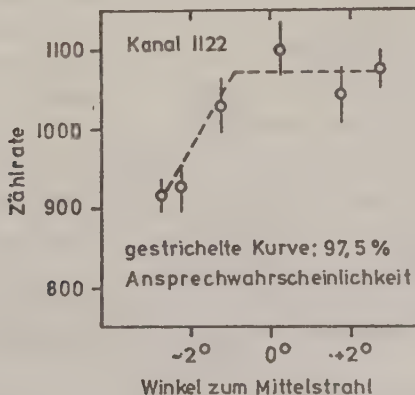


Bild 27: Gemessene Winkelakzeptanz für auf $0,3^\circ$ kollimierte α -Teilchen

2.16 Das Computer-Interface

Das Interface hat folgende Aufgaben: 1. Vermittlung zwischen ECL-Pegeln (Ausleseelektronik) und TTL-Pegeln (Rechenanlage), 2. Ereignisauswahl durch Gatebedingung für Koinzidenzexperimente. Bild 28 zeigt die Schaltung. Die linksschräg schraffierten Bausteine übersetzen von ECL nach TTL, die rechtsschräg schraffierten von TTL nach ECL-Pegeln.

Die Signale werden über 30-adrige Flachkabel (Hackethal Typ FBL 6501/3) übertragen. Sendeseitig wird ein komplementäres Signalpaar erzeugt, das am anderen Ende von einem Differenzverstärker (MC 1020) empfangen wird. Leitungspaare im Flachkabel haben definierten Wellenwiderstand, zur Vermeidung von Reflexionen wird die Leitung am Empfangsende mit dem Wellenwiderstand ($100\ \Omega$) abgeschlossen. Kabellängen von 50 m und mehr sind möglich. Wegen des Differenzverstärkers sind solche Leitungen sehr störunempfindlich, obwohl sie nicht abgeschirmt sind.

Funktionsweise des Interface (siehe auch Bild 29): Aus dem ankommenden busy-Signal wird ein $4,4\ \mu\text{s}$ verzögerter, kurzer Impuls dbusy abgeleitet. Wenn dieser Impuls (genauer gesagt mindestens seine Rückflanke) innerhalb eines Gate-Impulses liegt, wird das Ready-Flipflop gesetzt und 'ready' an den Computer gemeldet. Die bereits anstehende binäre Adresse wird dann vom Computer durch das Signal ATR abgefragt. Danach schickt der Rechner ein Clear-Signal, welches das ready-Flipflop und (nach der Kabellaufzeit) ebenso das Busy-Flipflop zurücksetzt. Damit ist die Ausleselogik bereit für die Verarbeitung eines weiteren Ereignisses.

Die Verzögerung zwischen busy und dbusy-Signal ist notwendig für Koinzidenzmessungen, da die Informationsverarbeitung im anderen Zweig der Koinzidenz, insbesondere, falls lineare Signale verarbeitet werden (z.B. Einkanal), i.A. einige μs dauert. Das Interface wartet sozusagen $4,4\ \mu\text{s}$ auf die Entscheidung, ob das Ereignis eingelesen werden soll oder nicht.

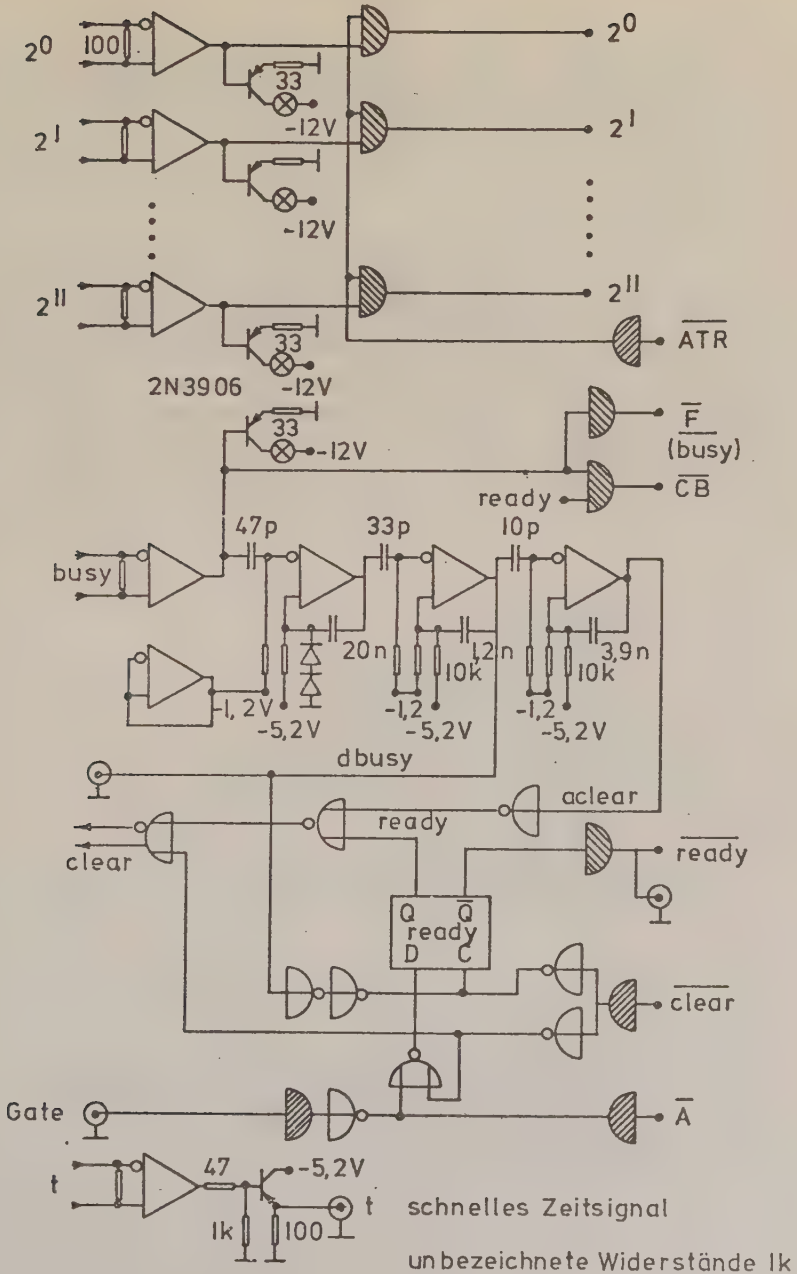


Bild 28: Schaltung des Computer-Interfaces

Falls kein Gate-Signal kommt (Fig. 29b) erzeugt das Interface einen eigenen Löschimpuls (aclear), der das busy-Flip-flop zurücksetzt. Der Gateeingang ist so geschaltet, dass bei offenem Eingang eine logische '1' anliegt, d.h. alle Ereignisse eingelesen werden.

Das schnelle Zeitsignal wird durch das Gate nicht beeinflusst. Der Rechner selbst kontrolliert die Einlese mittels des Signals A. ($A = 1$ verhindert die Einlese). Die 12 bits der Adresse und das busy-Signal werden durch Lämpchen angezeigt. Da der Inhalt des 32-bit Registers (Bild 25) erst bei einem neuen Ereignis überschrieben wird, bleibt die Adresse eines Ereignisses stehen, bis das nächste Ereignis eintritt. Das busy-Lämpchen (rot) ist bei den vom Rechner verarbeitbaren

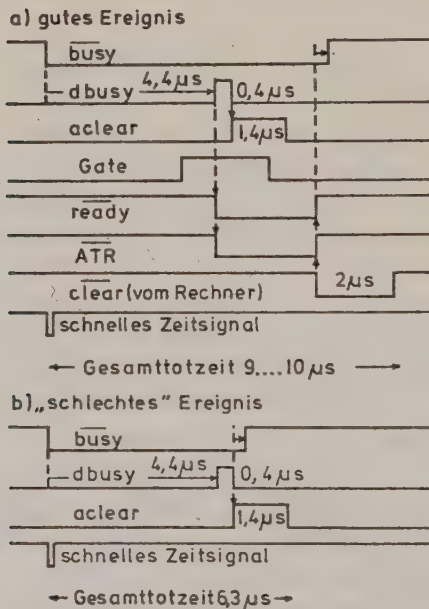
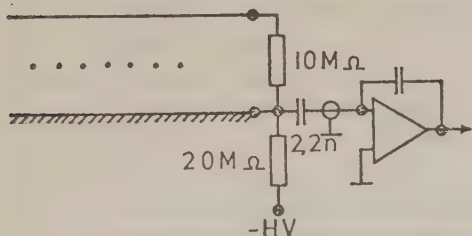


Bild 29: Zeitdiagramm für die Ereignisverarbeitung

Zählraten dunkel, dauerndes Leuchten weist darauf hin, dass der normale Zyklus busy-ready-clear gestört wurde. Dies kann bei richtigem Funktionieren von Rechner und Auslese nicht passieren.

2.17 Das Energieverlustsignal

Bild 30 zeigt die Einkopplung der Hochspannung und den Anschluss des ladungsempfindlichen Vorverstärkers. Die vordere



Kathode ist über 10 Mn abgeblockt. Dies hat zwei Vorteile: 1. Mikrophonieempfindlichkeit durch Schwingungen der dünnen Folie wird behoben. 2. Im Falle von Funkendurchschlägen zur vorderen Folie ist die Kapazität und damit die Funkenenergie halbiert, die Folie hat dadurch grössere Lebensdauer. Die Energieverlustsignal-Amplitude wird zwar halbiert; wegen der kleineren Kapazität, die der Vorverstärker sieht, ist

Bild 30: Anschluss von Hochspannung und ladungsempfindlichem Vorverstärker

aber das Signal-Rauschverhältnis praktisch unverändert. (Die Kapazität beider Kathoden zusammen gegen Anoden und Gehäuse beträgt 2 nF).

2.18 Automatische Funkenüberwachung

Wenn der Zähler bei maximaler Gasverstärkung betrieben wird, wie es notwendig ist zum Nachweis von z.B. Protonen von 10 MeV und mehr, kommen gelegentliche spontane Funkendurchschläge vor. Diese Funken verursachen in der vorderen Kathode (aluminisierte Hostaphanfolie) kleine Löcher von ca. 1 ... 2/10 mm $\varnothing$ im Aluminiumbelag. Drähte oder Vorverstärker werden nicht beschädigt. Die Löcher im Belag stören den Betrieb nicht, solange keine

grösseren zusammenhängenden, metallfreien Flecke entstehen, an denen dann das Feld so stark verzerrt wird (Bild 31), dass dauernd Entladungen stattfinden. Es kann auch passieren, dass sich infolge Gasmangels die Gasmischung ändert, und die Zahl der Funken stark ansteigt und den Zähler zerstört. Es hat sich als zweckmässig erwiesen, eine automatisch arbeitende Funkenkontrolle einzuführen, die bei Gefahr die Hochspannung abschaltet. Dadurch ist der Zähler vor Unachtsamkeit geschützt.



Bild 31: Elektrode (aluminisiertes Hostaphan) nach längerem Betrieb (ohne Xe-Beimischung zum Zählgas).

Bild 32 zeigt die Schaltung. Verwendet wird ein Hochspannungsgerät der Type Wenzel N-DS-250, das zusätzlich mit einem Ausgang

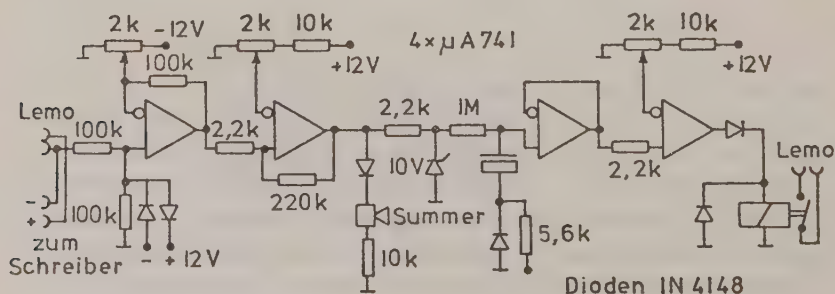


Bild 32: Schaltplan der automatischen Funkenüberwachung

für die Leckstromanzeige ausgerüstet wurde. Nach jedem Funken steigt der Leckstrom wegen des Wiederaufladens des Zählers für einige Sekunden an, das löst einen Warnsummer aus. Ein Integrierglied misst die Funkenhäufigkeit. Bei 3 Funken hintereinander schaltet das Gerät über Relais die Hochspannung ab. Eine blinkende Lampe am Hochspannungsgerät zeigt die Abschaltung an.

2.19 Das Zählgas

Der Zähler wird bei Atmosphärendruck im Durchfluss betrieben. Eine Reihe von Gasgemischen wurde getestet, insbesondere in Hinblick auf die erreichbare maximale Gasverstärkung. Mischungen folgender Gase wurden getestet: Argon, CH_4 , $\text{i-C}_4\text{H}_{10}$, CO_2 , ferner das sog. "Magische Gas" /12/, wobei wir Freonanteile bis zu 6 Vol. % zusetzten. Alle Gasmischungen mit Ausnahme von reinem CO_2 lieferten etwa dieselbe maximale Gasverstärkung (innerhalb der Unsicherheit, mit der dieser Grenzwert festgestellt werden kann). Bei grösseren Gasverstärkungen treten Funkendurchschläge auf, die zu nicht abreissenden Entladungen führen. Auch das sog. 'Magische Gas', das in der Hochenergiephysik mit grossem Erfolg eingesetzt wird, bietet bei unserer sehr kleinen Geometrie keine Vorteile. Aufgrund der elektronegativen Eigenschaften der Freonkomponente erwartet man starke Nichtproportionalität der Pulshöhe. Für unsere Geometrie mit ihren sehr kleinen Sammelstrecken ergab sich selbst bis 6 % Freonanteil keine nennenswerte Nichtproportionalität.

Um den primären Energieverlust möglichst gross zu machen, entschieden wir uns für eine Gasmischung grosser Dichte. Eine Mischung aus 75 % Isobutan + 25 % Argon (Vol. %) erwies sich als am geeignetsten. Der Argonanteil erniedrigt die für eine gewisse Gasverstärkung notwendige Hochspannung um ca. 500 V.

Im Betrieb am Q3D zeigte sich, dass die vorher gemessenen Gasverstärkungen i.A. nicht erreicht werden konnten, und zwar weil beim Nachweis von Protonen meist gleichzeitig stärker ionisierende Teilchen, hauptsächlich α 's aus (n, α) Prozessen vorhanden sind, die dann mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit zu Funkendurchschlägen führen. Durch Zufall wurde beim Testen von Xe-Bei-

mischung /38/ zum Zählgas festgestellt, dass ca. 1 % Xe diese Funkenbereitschaft um etwa einen Faktor 100 vermindert. Für schwachionisierende Teilchen wird deshalb eine Gasmischung aus 75 % Isobutan 24 % Argon und 1 % Xe verwendet. Die Zählgas-mischung wird mittels Glaskonus-Schwebekörper-Durchflussmessern der Fa. Fischer & Porter, Göttingen kontrolliert. Diese Durch-flussmesser ermöglichen minimale Durchflüsse bis zu einigen Ncm^3/min . Der Gesamtgasverbrauch beträgt 1 ... 2 Nl/h .

In den Betriebspausen wird der Zähler laufend mit reinem CO_2 gespült. Grundsätzlich kann gesagt werden, dass wegen der sehr kleinen Geometrie des Zählers keine hohen Anforderungen an die Gasreinheit gestellt werden müssen. Die störendste Verunrei-nigung ist O_2 wegen der elektroneg. Eigenschaften, N_2 , H_2O oder Kohlenwasserstoffe unter 1 % stören kaum.

2.2 Testmessungen

2.21 Ortsauflösung

Zum Test der Ortsauflösung des Zählers wurden Messungen mit kollimierten Teilchen durchgeführt, und zwar mit α -Teilchen aus einem ThC' -Präparat (8,78 MeV) und mit Protonen bis 16 MeV Laborenergie. Die Teilchen wurden auf 0,1 mm kollimiert, der Einfallswinkel betrug 45° . Fig. 33 b zeigt ein Ortsspektrum für 16 MeV. Für α -Teilchen kann man erreichen, dass 99,9 % aller Ereignisse in einen Kanal fallen, bei 16 MeV Protonen waren es nur maximal 85 %, teilweise infolge von Streuung am Kollimator. Fig. 34 zeigt die Versuchsanordnung für die Messung mit Protonen.

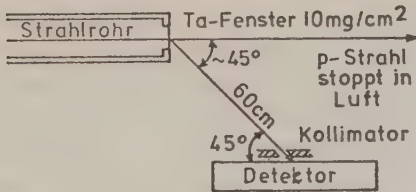


Bild 34: Versuchsanordnung für Messungen mit kollimierten Teilchen vom Beschleuniger

2.21.1 Einfluss der Schwelle auf die Peaklage

Die primäre Ladungsspur verläuft durch mehrere Zellen. Die Eckzellen enthalten, je nach Lage der Spur, i.A. eine geringere Länge der Spur als die anderen Zellen (Bild 1). Ihr Ansprechen hängt von der Signalthöhe bzw. der Schwelle ab. Da die Ortsadresse vom ansprechenden Eckdraht bestimmt wird, erwartet man eine Verschiebung der Peaklage mit Signalthöhe bzw. der Schwelle (einstellbar durch V_{TH}). Bei Messungen zeigte sich, dass dieser Effekt maximal 0,5 Kanäle = 0,25 mm ausmacht.

2.22 Zeitauflösung

Mit gepulsten Protonen wurde die Zeitauflösung gemessen. Fig. 33c zeigt ein Zeitspektrum für schmal kollimierte Protonen. Die Pulsungsbreite betrug bei diesem Versuch 3,6 ns, so dass die entfaltete Zeitauflösung des Detektors nur 4,3 ns ist. Die beobachtete Breite ist erklärbar aus den Unterschieden der minimalen Driftzeit von der Teilchenspur zum nächstgelegenen Draht für verschiedene Lagen der Spur.

2.23 Das Energieverlustsignal

Die Energieverlustspektren für leichte Teilchen zeigen die erwartete Landauform. Tabelle 3 enthält einige berechnete Energieverluste /39/ für Protonen und α -Teilchen. Bild 35 zeigt berechnete Energieverluste im Zählgas für verschiedene Teilchensorten unter Berücksichtigung der Verluste im Eintrittsfenster. Die unteren Grenzenenergien, für die die Teilchen gerade noch in den Zähler gelangen, sind in Tabelle 4 aufgeführt. Bild 36 zeigt ein Energieverlustspektrum für 16 MeV Protonen. Bild 37a eines für 50 MeV ^{16}O . Für leichte Teilchen ist die ΔE -Auflösung durch die Landau-Breite des primären Energieverlusts begrenzt. Bei schweren Ionen macht sich zusätzlich zum Straggling des primären Energieverlusts die Variation des Einfallswinkels und die damit veränderliche Teilchenspurlänge im Zähler bemerkbar. Bei vollem Raumwinkel des Q3D ist diese Variation $\pm 2,2^\circ$ bzw. $\pm 3,85\%$ im Energieverlust. Die ΔE -Auflösung für schwere Ionen betrug für alle untersuchten Teilchenarten 16 ... 17% Halbwertsbreite.

Das ΔE -Signal kann zur groben Teilchenidentifizierung herangezogen werden. Bild 38 zeigt Protonen und Deuteronen, die an derselben Stelle der Fokalfläche ankommen. Bild 27b zeigt dasselbe für C^{12} und N^{15} . Tabelle 4 enthält in der letzten Spalte die ungefähren relativen Energieverluste für Teilchen gleicher magnetischer Steifigkeit. Wie man sieht, ist die Trennung zwischen He^3 und Tritonen am schwierigsten.

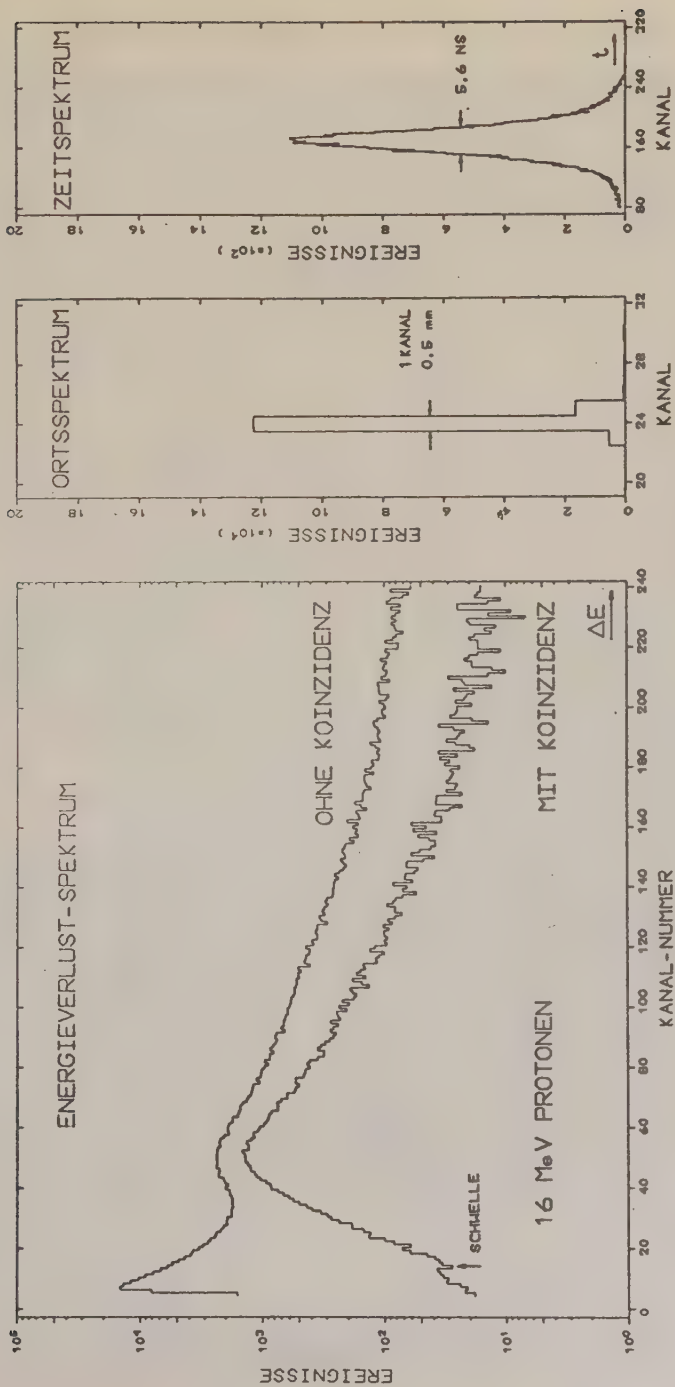


Bild 33: Energieverlust-, Orts- und Zeitspektrum für 16 MeV Protonen

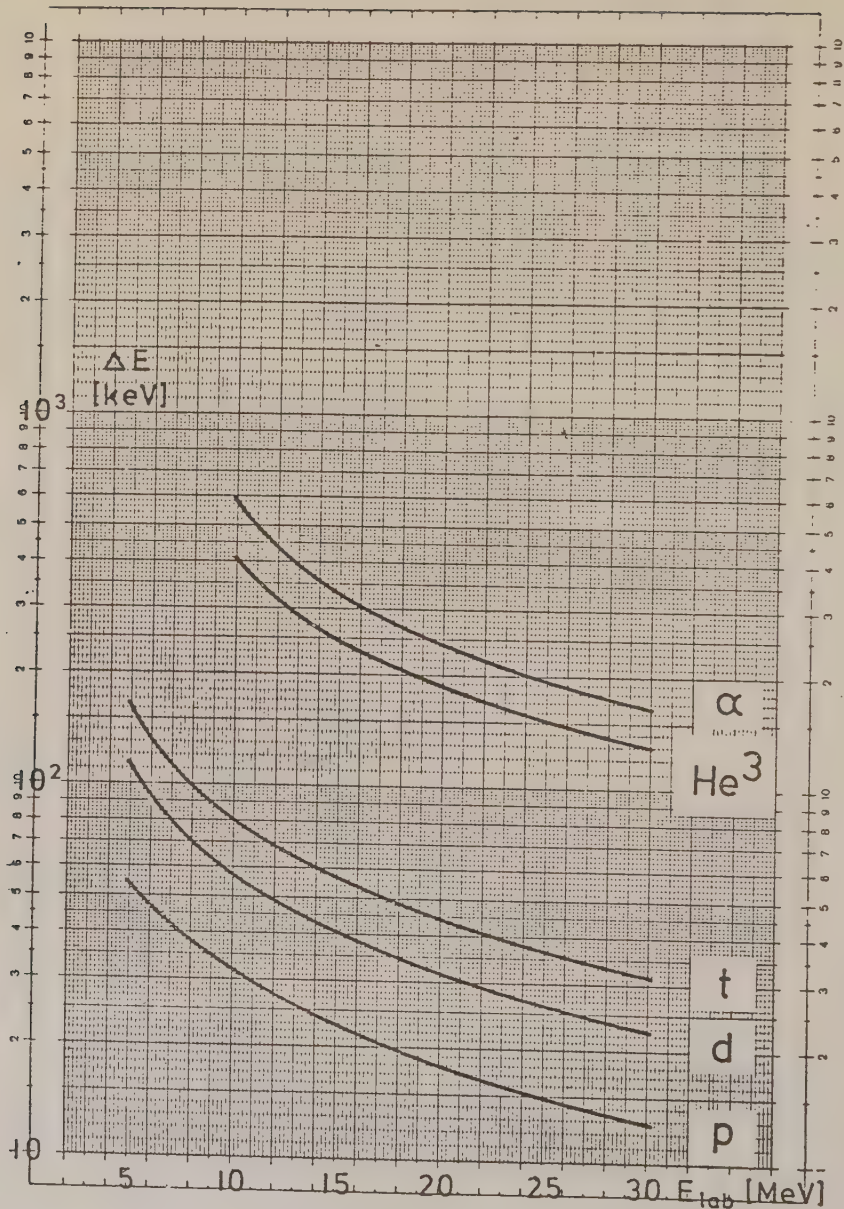


Bild 35: Berechnete Energieverluste im Zählgas unter Berücksichtigung der Eintrittsfolien

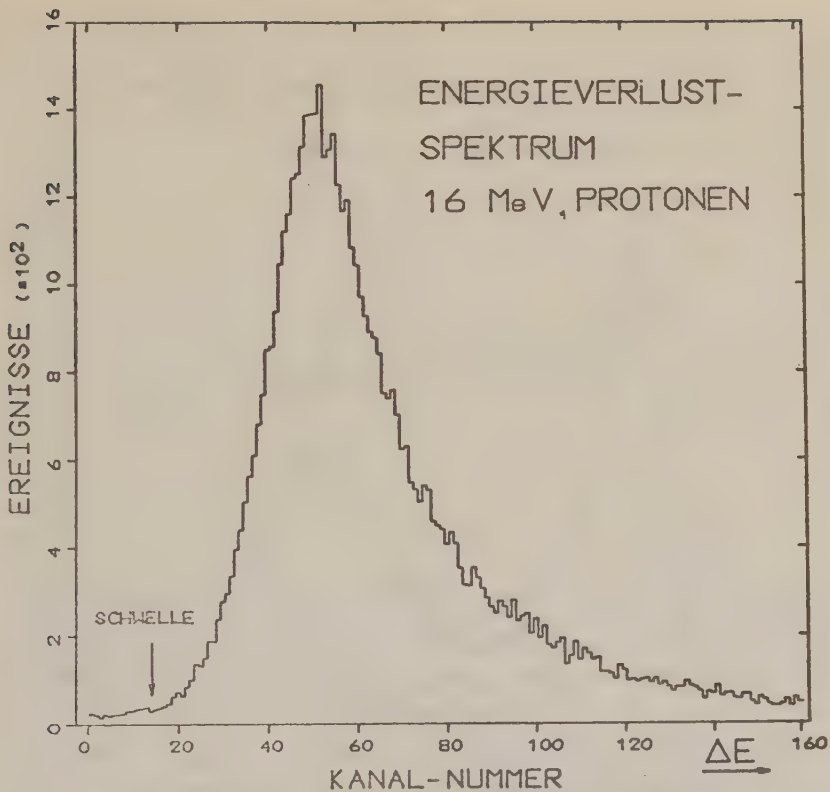


Bild 36: Energieverlust von 16 MeV Protonen

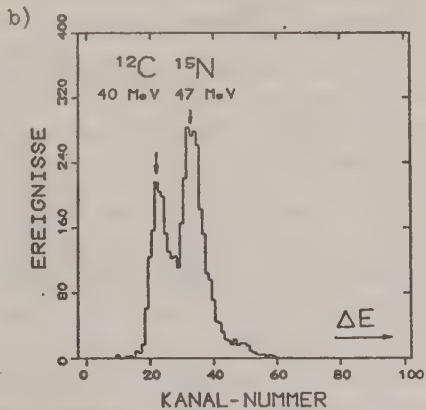
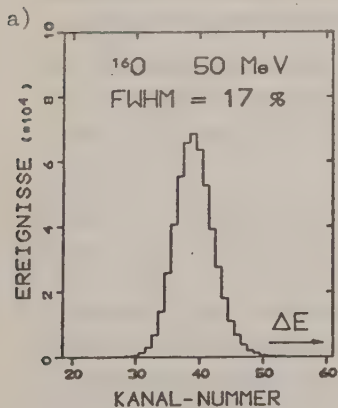


Bild 37: Energieverlustspektren für ^{16}O (a), ^{12}C und ^{15}N (b)

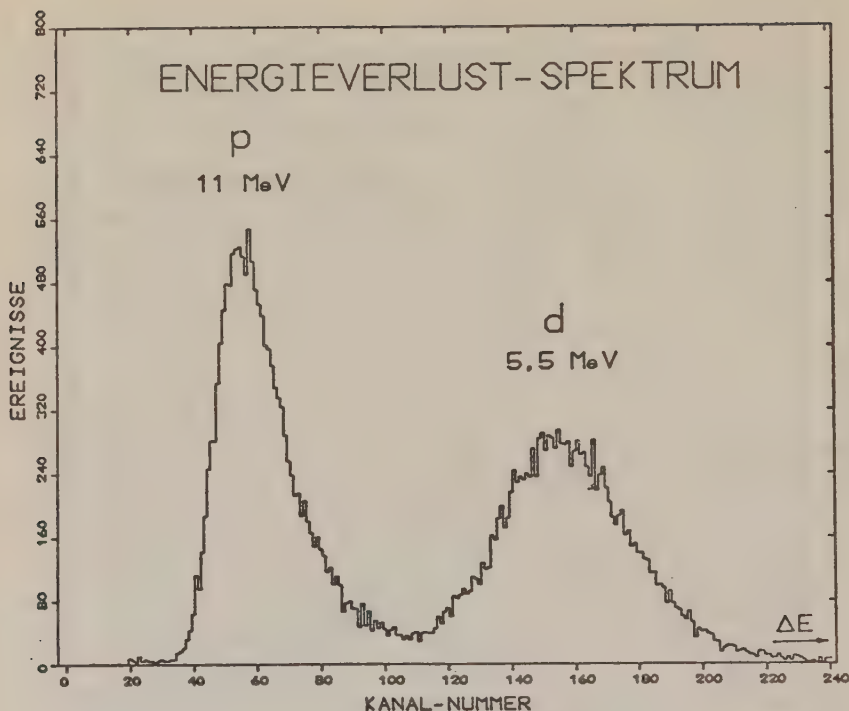


Bild 38: Energieverlust von Protonen und Deuteronen, die an derselben Stelle der Fokalfäche ankommen.

Auch Untergrund von Neutronen (s.u. 2.24) kann in günstigen Fällen durch Fenster auf dem ΔE -Signal unterdrückt werden.

Aus dem Energieverlustsignal und der Ladungsverstärkung des Vorverstärkers lässt sich die maximale Gasverstärkung für die 75 % Isobutan + 25 % Argon-Mischung (Vol. %) zu ca. 1000 abschätzen (bei 2,3 kV Hochspannung).

Genauere Untersuchungen zeigten, dass die Gasverstärkung und damit das mittlere ΔE -Signal von Ort zu Ort etwas schwankt, und zwar gibt es fast periodische Schwankungen mit ca. 1 cm Periode und langsamere. (Bild 39). Insbesondere die periodischen Schwankungen führen wir zurück auf Radiuschwankungen des Zähl- drahtes. Nach Dimcovski /4/ führt eine 1 % Radiusänderung zu 10 % Änderung in der Gasverstärkung.

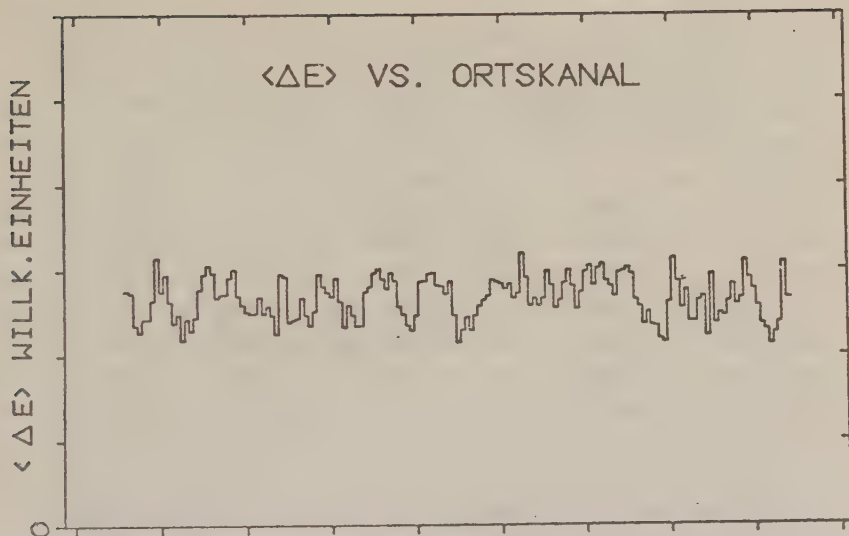


Bild 39: Schwankung des mittleren Energieverlustsignals mit dem Ort längs der Fokalfläche (Ausschnitt)

Tabelle 3

Mittlerer und wahrscheinlichster Energieverlust im Zählgas für $E_{\text{kin}} = 20 \text{ MeV}$ in keV

	$\overline{\Delta E}$	ΔE_w	fwhm	fwhm %
p	17,8	13,4	5,5	41
d	31,4	26,7	11,0	41
t	43,5	39,2	15,8	40
He ³	174	170	35,6	21
α	219	216	35,8	16,6

Tabelle 4

Relative Energie und Energieverluste für Teilchen gleicher magnetischer Steifigkeit, bezogen auf 20 MeV Protonen

$E_{\min}$ = untere Grenzenergie für Eintrittsfenster

	$E_{\min}$	E	$\overline{\Delta E}$	ΔE_w	fwhm %
p	2,1	1	1	1	41
d	2,8	1/2	3	4	33
t	3,3	1/3	6	7,5	18
He ³	7,5	4/3	7,5	10	26
α	8,2	1	12	16	17

2.24 Untergrundunterdrückung

Die von der Ereignisauswahl geforderte Koinzidenz von 4 oder 5 benachbarten Drähten ergibt eine starke Untergrundunterdrückung, die im folgenden genauer erläutert wird.

2.241 γ -Untergrund

γ -Quanten machen sich im Zähler durch die Auslösung von Compton oder Photoelektronen (und bei hinreichender Energie durch Paarbildung) bemerkbar, also stets durch schnelle Elektronen. Diese Elektronen haben erst am Ende ihrer Reichweite auf dem letzten Millimeter ihrer Bahn einen hinreichend grossen Energieverlust, um einen Verstärker ansprechen zu lassen. (Ein 500 keV Elektron hat ca. 200 eV Energieverlust je Draht, ein 20 MeV Proton 4 keV!). Es sprechen deshalb maximal zwei benachbarte Verstärker an und die Koinzidenzbedingung wird nicht erfüllt. γ -Untergrund wird deshalb praktisch vollständig unterdrückt (s. auch Bild 33a).

2.242 Neutronen - Untergrund

Neutronen machen sich hauptsächlich durch n-p-Stösse und durch (n,α)-Reaktionen bemerkbar. Die n-p-Stosswahrscheinlichkeit im Zählgas für Neutronen von 10 MeV ist $\sim 10^{-4}$ bei senkrechtem Einfall. Als "gute" Ereignisse werden sie nur akzeptiert, wenn die Koinzidenzbedingung erfüllt ist, d.h. die Bahn der Sekundärteilchen muss gewisse Winkelbedingungen erfüllen. Die Wirksamkeit dieser Winkelbedingung lässt sich gut am Ende der Kammer demonstrieren. Am letzten ausgelesenen Draht des Zählers versagt nämlich die Winkeldiskriminierung für flache Teilchenbahnen, da eine Fortsetzung der Teilchenspur jenseits des letzten ausgelesenen Drahtes von der Ausleselogik nicht bemerkt werden kann. Bild 40 links zeigt ein "weisses" Untergrundspektrum, die meisten Ereignisse rühren von Neutronen her, rechts unten das ΔE -Spektrum für die Ereignisse in Kanal 448 bis 478. Der letzte Kanal im Ortsspektrum (Nr. 479) ist aussergewöhnlich hoch, in ihm werden wegen des Versagens der Winkeldiskriminierung aus den oben erwähnten Gründen mehr Neutronen gezählt. Bild 40 rechts oben zeigt das ΔE -Spektrum für diesen Ortskanal, der obere Peak sind Rückstossprotonen, die wegen ihres flachen Einfallswinkels einen viel grösseren

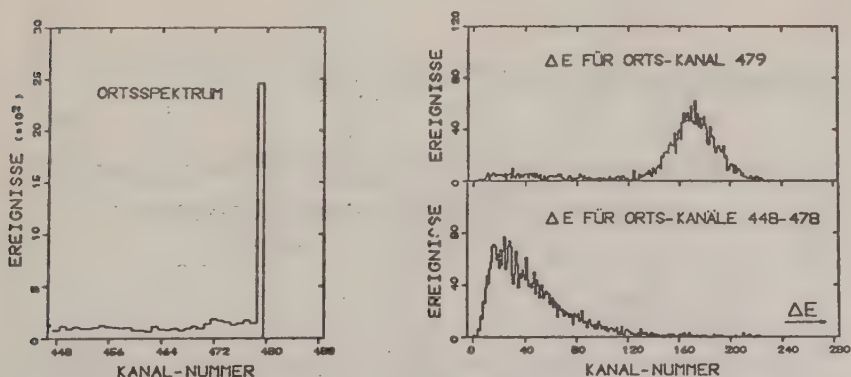


Bild 40: Neutronenuntergrund und Energieverlust am Zählerende

Energieverlust haben. Glücklicherweise durchsetzen am Q3D die vom Faraday-Cup kommenden Neutronen den Detektor unter sehr flachem Winkel ($0 \dots 30^\circ$). Da bei n-p-Stößen die Protonen stark vorwärtsgestreut werden, ist auch deren Bahnwinkel zum Detektor bevorzugt flach, so dass die Winkelbedingung eine wirksame Unterdrückung gibt. Bild 33a zeigt

ΔE -Spektren für die Messung nach Bild 34, die bei sehr hohem γ - und Neutronenuntergrund durchgeführt wurden, da der Strahl nahe beim Detektor durch Luft geht und in Luft stoppt. Die ΔE -Ereignisse wurden wahlweise in Koinzidenz zur Ereignisauswahllogik und ohne Koinzidenz aufgenommen, um die Untergrundunterdrückung zu zeigen. Bild 41 zeigt ΔE -Spektren für Messungen am Q3D, und zwar für Protonen und den

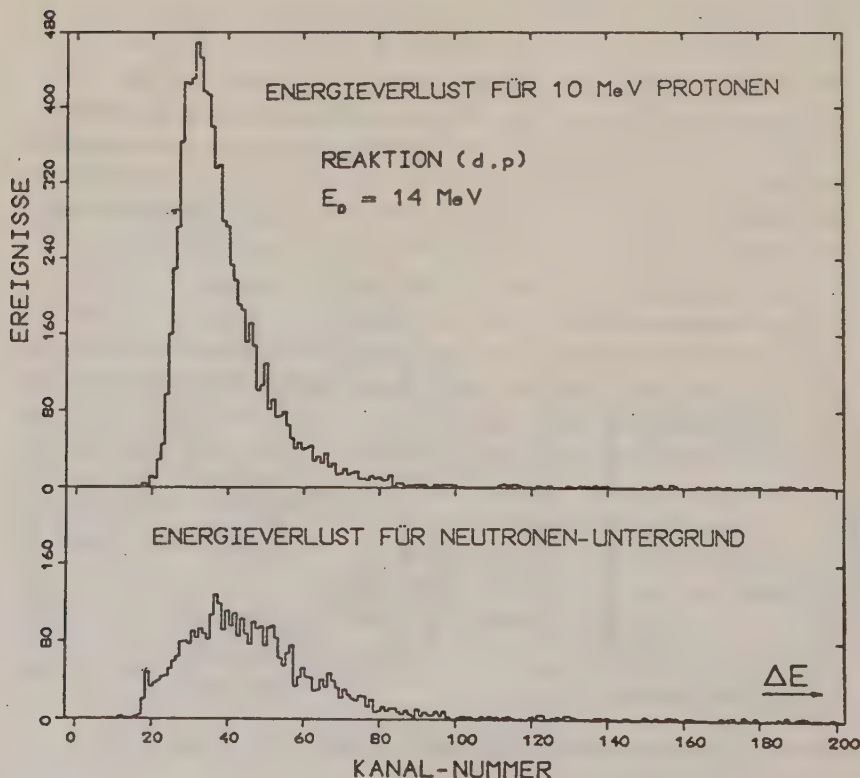


Bild 41: Vergleich der Energieverlustspektren für Protonen und den gleichzeitigen Neutronenuntergrund.

gleichzeitigen Neutronen-Untergrund (das Protonenspektrum wurde aus einer Reaktionslinie gewonnen, in der der Neutronenuntergrund klein zur Linienintensität ist). Mit einer Paraffinabschirmung zwischen Faraday-Cup und Detektor wurden Untergrundraten je Linienbreite erreicht, die je nach Winkelstellung des Q3D einem Wirkungsquerschnitt von 7... 20 $\mu\text{b}/\text{sr}$ entsprachen für ein 50 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ dickes Target und eine (d,p)-Reaktion bei 14 MeV. Bei (p,d)-Reaktionen mit 17 MeV Protonen wurde 1 $\mu\text{b}/\text{sr}$ erreicht.

2.25 Differentielle Linearität

Die differentielle Linearität wurde mit "weissen" Ortspektren getestet, d.h. Spektren mit (fast) konstanter Teilchenzählrate je Kanal längs des ganzen Zählers. Solche Messungen wurden mit α -Quellen, die am Detektor vorbeibewegt wurden, und am Q3D mit dicken Targets durchgeführt. Bild 42 zeigt ein typisches Ergebnis. Die differentiellen Nichtlineari-

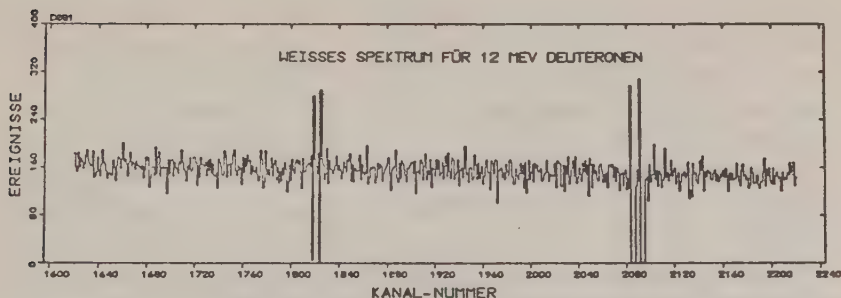


Bild 42: Weisses Spektrum

täten betragen ca. $\pm 7\%$ (wegen der Löcher siehe 2.26). Die Struktur ist zeitlich konstant und nur wenig abhängig vom Verhältnis wahrsch. Energieverlust/Schwelle, sobald dieses Verhältnis nur grösser als ca. 2 ist. Die Struktur rührt zum kleineren Teil von unterschiedlichen Abständen der Drähte her, zum grösseren Teil von Unterschieden der einzelnen Verstärker und Diskriminatoren. Durch den Abgleich der Verstärker

nach 2.12.1 lässt sich die Struktur nicht beseitigen, vermutlich, weil die Testanordnung nicht auf unterschiedliche Grenzfrequenzen der Verstärker empfindlich ist.

Es sollte hier schon erwähnt werden, dass bei Verwendung der Flugzeitstrecke zur Korrektur der Energieschwankungen des Beschleunigerstrahls (siehe 2.3) die differentiellen Nichtlinearitäten teilweise ausgeglättet werden.

2.26 Zuverlässigkeit des Zählers

Die Zuverlässigkeit des Zählers wird im wesentlichen durch 3 Faktoren gegeben: 1. Die Lebensdauer der aluminisierten Hostaphanfolie, 2. Lebensdauer der Drähte, 3. die Zuverlässigkeit der Elektronik.

Zu 1: Wie oben schon erwähnt kommen bei hohen Gasverstärkungen gelegentlich Funken vor, die in der Metallbelegung der Folie kleine Löcher von ca. 0,1 ... 0,2 mm $\varnothing$ verursachen. Die Funken sind dort am häufigsten, wo die meisten Teilchen in den Zähler einfallen. In Bild 31 ist z.B. das grosse Loch in der Belegung verursacht durch eine lange Reihe von Messungen zur Optimierung von Linien in elastischer Streuung, die alle an derselben Stelle der Kammer am Q3D lagen. Solche punktuellen Belastungen des Zählers sind also nach Möglichkeit zu vermeiden. Seit der Verwendung von Xenonbeimischungen zur Verminderung der Funkenhäufigkeit (in Bild 31 wurde noch kein Xe verwandt), ist die Lebensdauer der Folie stark verlängert, und man kann sicher mit einigen 100 ... 1000 h Betriebsdauer rechnen. Für Teilchen mit grossem Energieverlust, bei denen man mit niedrigerer Gasverstärkung arbeiten kann, ist die Lebensdauer der Folie praktisch unbeschränkt.

Zu 2.) Ausfall von Drähten durch Abreissen oder Bruch bei Funken wurde nicht beobachtet. Bei längeren Funkenentladungen, wie sie anfänglich vorkamen, als noch keine automatische Kontrolle vorhanden war, schlägt sich ein Teil des von der Folie abgedampften Aluminiums auf den Drähten nieder und verringert dort die Gasverstärkung um einen Faktor 2. bis 3. Dieser

Effekt heilt bei längerem Betrieb teilweise wieder aus. Niederschläge aus Crackprodukten wurden auf den Drähten nicht beobachtet.

Zu 3.) Die meisten Ausfälle von Verstärkern sind Anfangsausfälle, d.h. sie treten in den ersten Betriebsstunden auf. Die spätere Ausfallrate ist klein, der 480-Drahtzähler z.B. wurde ca. 1 Jahr betrieben, ohne dass ein Verstärker ausfiel, nachdem die Anfangsausfälle behoben waren. Beim grossen 3900-Drahtzähler trat eine weitere Ausfallursache verstärkt auf, und zwar erwiesen sich die Lötverbindungen vom Draht zum Verstärker als anfällig. Beim grossen Zähler traten typisch zwischen 15 und 25 solche Ausfälle auf. Jeder Ausfall eines Verstärker-Kanals führt wegen der Koinzidenzbedingung der Ereignisauswahlelektronik zum Ausfall von 4 benachbarten Ortskanälen (2 mm). Bild 42 und 43 zeigen Beispiele eines "weissen" Ortsspektrums mit solchen Löchern. Die einen Kanal breiten Löcher entstehen durch Kurzschluss zwischen zwei benachbarten Drähten.

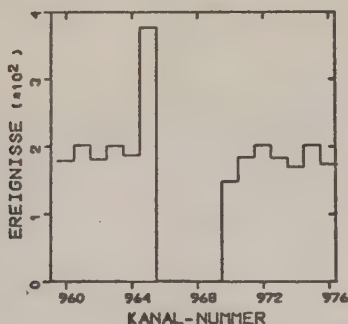


Bild 43: Durch Ausfall eines Drahtes verursachtes Loch in einem weissen Spektrum.

2.3 Messungen mit dem Flugzeitsystem

Die Energieauflösung des Münchner Q3D /3,36/ ist i.A. besser als die Energieschwankungen des Teilchenstrahls, den das Tandem liefert. Seit der Verwendung des Liners zur Energiestabilisierung des Tandembeschleunigers /40/ konnten zwar die Kurzzeitschwankungen ($\tau < 1$ sec) stark reduziert werden; die Langzeitschwankung, die durch Instabilitäten des 90° -Magnetten, oder auch unvermeidlich durch Veränderungen der Emit-tanz der Quelle und damit der Strahl-lage im 90° -Magnetten verursacht werden, sind immer noch störend. Aus dem Grunde werden alle Messungen, die hohe Auflösung oder absolute Energie-eichung benötigen, mit dem Münchner Flugzeitsystem /41,42/ durchgeführt. Dieses Flugzeitsystem liefert ein langsam ($\tau_e \approx 10$ ms) veränderliches Analog-Signal, dessen Amplitude die Abweichung der momentanen mittleren Strahlenergie von einem Sollwert beschreibt. Dieses im folgenden mit TE (Tandem-energie) bezeichnete Signal wird zur Korrektur des Ortssig-nales des Violdrahtzählers verwendet. Fig. 44 zeigt das Block-schaltbild der Anordnung. Für jedes Ereignis im Violdrahtzäh-

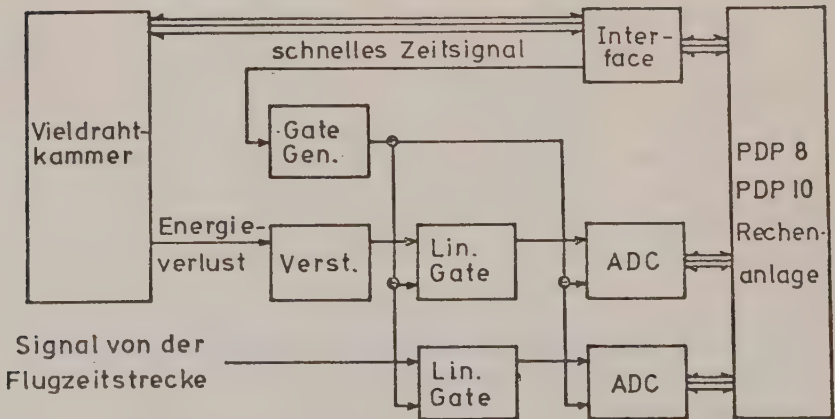


Bild 44: Blockschaltbild für Messungen mit der Flugzeit-strecke

ler wird ein TE-Signal ausgetastet und im ADC konvertiert. Die Ortsinformation für jedes einzelne Ereignis wird entsprechend der Abweichung des TE-Signals vom Sollwert korrigiert. Dieser Prozess bewirkt zusätzlich eine Glättung der differentiellen Nichtlinearitäten, da sie über ca. 2 ... 4 Kanäle gemittelt werden. Bild 45 zeigt das Ergebnis einer solchen Korrektur.

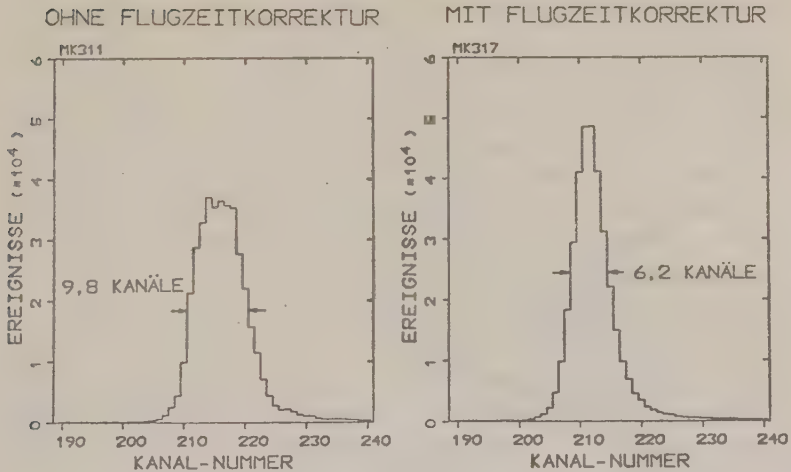


Bild 45: Vergleich von Linienbreiten am Q3D-Spektrographen mit und ohne Flugzeitkorrektur (Reaktion $^{104}\text{Ru}(d,p)$ 14 MeV)

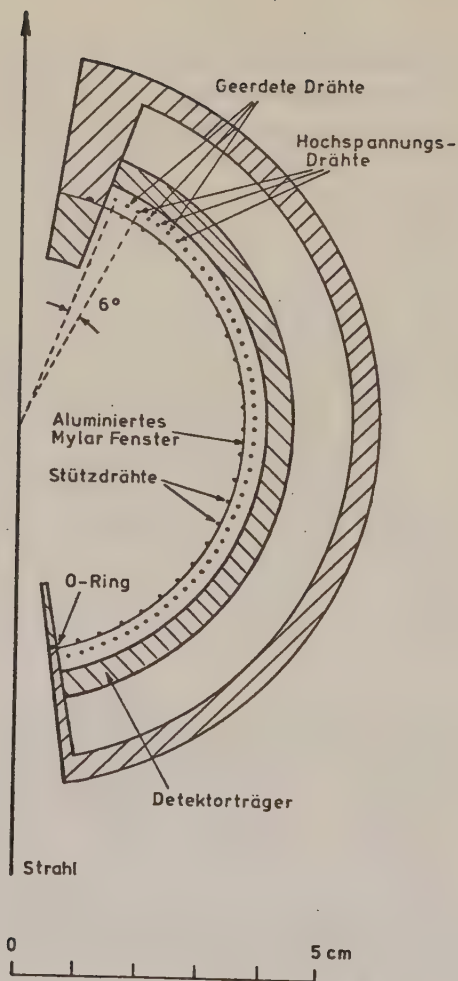


Bild 46: Schnitt durch den Spaltzähler

2.4 Der Spaltzähler

Für die Messung von Spaltwinkelverteilungen wurde von J.Deicke /43/ ein Vieldrahtzähler konstruiert. Der Zähler hat die Form eines Halbzylinders, wobei die Anodendrähte Mantellinien entsprechen. Der Zähler wird mit n-Heptan bei 2 ... 10 Torr betrieben. Die φ und z-Koordinate (s. Bild 46) wird durch Auslese der Anodendrähte und von Kathodenstreifen /4/ ermittelt. Die Verstärker und Diskriminatoren an den Anodendrähten sind den in 2.12 beschriebenen ähnlich (sie haben eine Verstärkerstufe weniger). Die Ausleselektronik für die Kathodenstreifen (z-Koordinate) ermittelt den Kathodenstreifen mit maximalem Signal. φ - und z-Koordinate werden in 2 x 6 bit binär kodiert und über ein Computer-Interface weitergeleitet, das mit dem von 2.16 identisch ist. Für Koinzidenzmessungen mit hohen Zählraten (bis $2 \times 10^5/\text{s}$) wird ein Register zwischengeschaltet. An diesem Register können mit schnellen Gate-Impulsen (Breite minimal ~ 10 ns) die gewünschten Winkelinformationen ausgesondert werden. (Eine Koinzidenz nach dem in 2.16 beschriebenen Verfahren ist ebenso möglich, sie hat aber eine schlechtere Zeitauflösung und eine grössere Totzeit von $6,3 \mu\text{s}$ je (Single)-Ereignis). Der Spaltzähler erfasst einen Winkelbereich von 0 bis 150° (φ) und einen Raumwinkel von 33 % von 4π . (doppeltes Auftreten von Spaltfragmenten nicht eingerechnet). Er ist für leichte Teilchen unempfindlich. Die Zeitauflösung beträgt 6 ns Halbwertsbreite.

3. Untersuchung der intermediären Struktur in der $^{239}\text{Pu}(\text{d},\text{pf})$ - Reaktion

3.1. Einführung

Die genaue Gestalt der Spaltbarriere ist seit den Vorschlägen von Strutinsky /44,45/ und Swiatecki et al. /46/, die durch Kombination von Tröpfchenmodell und deformationsabhängigen Schalenkorrekturen eine doppelhöckrige Spaltbarriere erhielten, Gegenstand vieler Untersuchungen. Die bei einer Reihe von Aktiniden auftretenden resonanzartigen Strukturen im Spaltquerschnitt /47-51/ und die sog. Spaltungsisomere /52/ können in diesem Bild verstanden werden. Nach dem im wesentlichen von Lynn ausgearbeiteten Formalismus haben die Resonanzen im Spaltquerschnitt eine Feinstruktur 1. Ordnung, die von den Compoundniveaus im 1. Minimum der Spaltbarriere herrührt, ferner unter gewissen Voraussetzungen eine Feinstruktur 2. Ordnung (Intermediäre Struktur), die von Intrinsic-Zuständen im 2. Minimum kommt, und eine Grobstruktur, die als Transmissionsresonanz durch die Doppelbarriere gedeutet wird. /53/

Aus (n,f)-Experimenten sind die beiden Feinstrukturen 1. und 2. Ordnung bekannt /54,55/. Diese Experimente zeigen allerdings wegen ihrer beschränkten Energieintervalle nicht die Grobstruktur. Bei durch direkte Reaktionen induzierter Spaltung kann der gesamte Bereich der Anregungsenergie auch unterhalb der Barrieren untersucht werden. Mit Halbleiterzählern lassen sich Energieauflösungen von 30 ... 100 keV erreichen. Solche Messungen /47-50/ zeigen nur die Grobstruktur der Transmissionsresonanzen, eine Auflösung der Feinstruktur war bisher nicht möglich. Durch Verwendung von Magnetspektrographen zur Energiebestimmung des auslaufenden Teilchens der direkten Reaktion sollten in einigen Fällen die Feinstrukturen 2. Ordnung, für die man in der Nähe der Barriere Niveauabstände von einigen keV erwartet, aufgelöst werden können. Mit 17 keV Auflösung ist dies Specht et al. beim ^{240}Pu teilweise gelungen /56/.

Der Q3D-Spektrograph bringt für Messungen dieser Art wesentliche Verbesserungen, nämlich einen 25mal grösseren Raumwinkel und eine 6 mal grössere Energieauflösung (verglichen mit /56/). ^{240}Pu ist einer der am genauesten bekannten spaltenden Kerne /56-62/. Wir haben uns deshalb entschlossen, zuerst an diesem Kern die intermediäre Struktur genauer zu untersuchen.

3.2. Theoretische Vorstellungen

Es soll hier ein einfaches Modell der Spaltung durch eine Doppelbarriere dargestellt werden. Dieses Modell benützt nicht den R-Matrix- /52,63/ oder S-Matrix-Formalismus /64/, es ist aber dennoch in der Lage detaillierte Aussagen über die Struktur von Transmissionsresonanzen zu machen. Zunächst seien einige Voraussetzungen skizziert.

Bild 47 zeigt schematisch die Gestalt der Spaltbarriere. Aufgetragen ist das Potential längs des Spaltweges, d.i. ein Schnitt durch eine i.A. mehrdimensionale Potentialfläche. Diese Potentialfläche erhält man, indem man die möglichen Deformationen des Kerns parametrisiert und die Deformationsenergie in Abhängigkeit von diesen Parametern berechnet. In diesem "Potentialgebirge" gibt es i.A. einen tiefstliegenden Weg vom Grundzustand über einen oder mehrere Sattelpunkte zum Zerreisepunkt, den sog. Spaltweg, der mit einem Parameter β beschrieben sei. In den Aktiniden ergeben die Rechnungen verschiedener Autoren eine doppelhöckrige Spaltbarriere /44,45,65/.

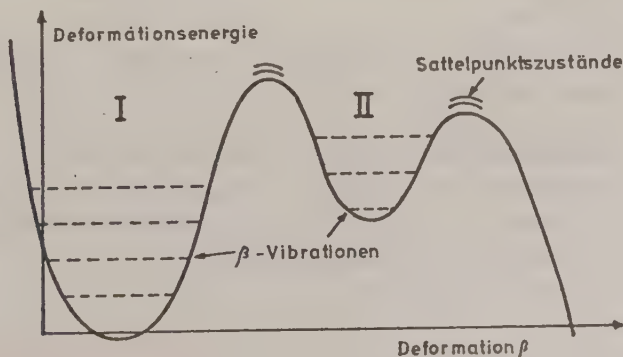


Bild 47. doppelhöckrige Spaltbarriere (schematisch)

3.21 Transmission durch eine doppelhöckrige Spaltbarriere in halb-klassischer Näherung

Für eine einfache Parametrisierung der Doppelbarriere durch stückweise Parabelgestalt kann man die Penetrabilität für ein Kontinuum ebener Wellen exakt oder in WKB-Näherung ausrechnen /66,67/. Für 2 Barrieren vergleichbarer Höhe ergibt sich ein Tunnelverhalten, das stark von dem einer einfachen Barriere abweicht. Man erhält bei den Energien der (quasigebundenen) Vibrationszustände im Zwischenminimum Resonanzen, deren Breite mit der Energie stark zunimmt. Auch abgesehen von diesen Resonanzen ist das Verhalten anders, und zwar ist die Steigung der Penetrabilität in der Nähe der Schwelle wesentlich kleiner als für eine einfache Barriere gleicher Basisbreite.

Von Ignatyuk et al. /68/ wurde gezeigt, dass auch für beliebig geformte Doppelbarrieren die Penetrabilität Resonanzen zeigt, die mit Niveaus im Zwischenminimum zu identifizieren sind. Diese Resonanzen werden als Transmissionsresonanzen bezeichnet. In der Nähe der Niveaus im 2. Minimum können die Transmissionsresonanzen durch eine Lorentzverteilung beschrieben werden (s.u. Gl. (4)).

Für eine realistischere Beschreibung müssen die diskreten Niveaus im 1. Minimum und ein eventuelles "Damping" /53/ der Vibrationsniveaus in innere Anregungen (intrinsic states) im 2. Minimum berücksichtigt werden. (Genau genommen sind alle Zustände, selbst der Grundzustand des Kerns, nur quasigebunden und nur näherungsweise diskret).

3.22 Klassifizierung von Zuständen in einer doppelhöckrigen Potentialfläche

Die im folgenden beschriebene Darstellung und Klassifizierung von Wellenfunktionen für Doppelbarrieren wurde von Lynn /53/ angegeben. Da sie für das Verständnis des Folgenden wichtig ist, sei sie hier nochmals angeführt.

Zum Zwecke der Darstellung der Wellenfunktionen des Systems kann man den totalen Hamiltonoperator separieren in

$$H = H_{\beta} + H_1 + H_{1\beta} \quad (1)$$

Dabei enthält H_{β} den Freiheitsgrad der Deformation längs des Spaltweges, H_1 die übrigen kollektiven und inneren Freiheitsgrade des Systems für feste Deformation. $H_{1\beta}$ beschreibt die Kopplung zwischen dem β -Freiheitsgrad und den übrigen Freiheitsgraden, sowie die Änderung von H_1 mit β . Die Eigenfunktionen und Eigenwerte von H_1 und H_{β} seien

$$\begin{aligned} |\beta n\rangle : H_{\beta} |\beta n\rangle &= E_n |\beta n\rangle \\ |m\rangle : H_1 |m\rangle &= E_m |m\rangle \end{aligned} \quad (2)$$

Die Eigenfunktionen $|c\rangle$ des Gesamtsystems lassen sich entwickeln nach Produkten $|m\rangle \cdot |\beta n\rangle$

$$|c\rangle = \sum_{m,n} c_{mn} |m\rangle |\beta n\rangle \quad (3)$$

Für Energien unterhalb der Zwischenbarriere sind die Vibrationszustände $|\beta n\rangle$ i.A. (falls nicht zufällige Entartung oder Fast-Entartung vorliegt) in einem der beiden Minima konzentriert, das Verhältnis der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten ist im wesentlichen die Tunnelwahrscheinlichkeit durch die Zwischenbarriere. Entsprechend ihrer bevorzugten Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Minimum I oder II seien die $|\beta n\rangle$ klassifiziert:

$|\beta I n\rangle$ oder $|\beta II n\rangle$, $n = 0, 1, \dots$

Ebenso können die Compound-Zustände $|c\rangle$ des Gesamtsystems nach Typ I oder Typ II klassifiziert werden, je nachdem welcher Typ von Vibrationszuständen in der Entwicklung von Gl. (3) vorherrscht. Die physikalische Bedeutung dieser Klassifizierung ist die, dass Typ I-Zustände dieselbe Deformation wie der Grundzustand haben, Typ II-Zustände dagegen eine grössere. Der tiefstliegende Typ II-Zustand $|cII 0\rangle \approx |0\rangle \cdot |\beta II 0\rangle$ ist das sogenannte Spaltungsisomer /52/.

Der Wechselwirkungsterm $H_{1\beta}$ hat zwei Konsequenzen:

1. Er koppelt die Compound-Zustände von Typ I und Typ II miteinander. (Unterhalb der Barrieren ist diese Kopplung schwach und kann mit Störungsrechnung behandelt werden.)
2. $H_{1\beta}$ koppelt innerhalb der Bereiche I oder II den β -Freiheitsgrad mit den übrigen Freiheitsgraden. Dies führt für die höheren Vibrationszustände zu einer starken Vermischung dieser Zustände mit den inneren Anregungen (vibrational damping). Im ersten Minimum sind in der Nähe der Spaltbarriere die Vibrationen meist so stark gedämpft, dass ihre Stärke auf Energiebereiche verteilt ist, die sich bereits stark überlappen ("vollständig gedämpfte Vibrationen").

3.23 Ein einfaches Modell der Spaltung durch eine Transmissionsresonanz

3.23.1 Ungedämpfte Transmissionsresonanz

Für eine reine Transmissionsresonanz konnten Ignatyuk et al. /68/ zeigen, dass für beliebige Doppelbarrieren der Transmissionskoeffizient in der Nähe einer Resonanz, d.h. in der Nähe eines β -Vibrationszustandes im 2. Minimum Lorentz-Form hat:

$$P(E) = \frac{\Gamma_A \Gamma_B}{(E - E_\beta)^2 + 1/4 (\Gamma_A + \Gamma_B)^2} \quad (4)$$

hier sind E_β die Energie des Vibrationsniveaus, Γ_A und Γ_B die Breiten für Zerfall dieses Zustandes durch Tunneln durch die 1. bzw. 2. Barriere. (Der Index B bezeichne stets die äussere Spaltbarriere.)

Lässt man γ -Zerfall im 2. Minimum zu ($\Gamma_{\gamma II}$) dann wird die Breite der Lorentz-Form entsprechend vergrössert:

$$P(E) = \frac{\Gamma_A \Gamma_B}{(E - E_\beta)^2 + 1/4 (\Gamma_A + \Gamma_B + \Gamma_{\gamma II})^2} \quad (5)$$

Der Transmissionskoeffizient nach Gl. (4) oder (5) gilt für ein einlaufendes Kontinuum ebener (Vibrations)-Wellen. Für

parabelförmige Barrieren kann die Penetrabilität von Einzelbarrieren nach Hill und Wheeler /69/ berechnet werden:

$$P_A(E) = \left\{ 1 + \exp(2\pi(E_A - E)/\hbar\omega_A) \right\}^{-1} \quad (6)$$

(analog für P_B). E_A ist dabei die Energie am Scheitel der parabelförmigen Barriere, $\hbar\omega_A$ beschreibt die Krümmung am Scheitel. Die Breiten Γ_A, Γ_B ergeben sich aus dem üblichen Zusammenhang mit der Penetrabilität /70/

$$\begin{aligned} \Gamma_A &= P_A \frac{\hbar\omega_{II}}{2\pi} \\ \Gamma_B &= P_B \frac{\hbar\omega_{II}}{2\pi} \end{aligned} \quad (7)$$

$\hbar\omega_{II}$ ist dabei der Abstand der Vibrationsniveaus im 2. Minimum.

Im Kern hat man im 1. Minimum jedoch Intrinsic-Zustände, die nur einen kleinen Vibrationsanteil enthalten. Wir werden weiter unten sehen, wie dies berücksichtigt wird.

3.23.2 Gedämpfte Transmissionsresonanz

Bei hinreichend hoher Anregungsenergie im 2. Minimum wird man dort Intrinsic-Zustände finden, die wesentlich dichter liegen als die Vibrationsniveaus. Wegen der Restwechselwirkung $H_{I\beta}$ wird die Stärke des Vibrationszustandes auf die benachbarten Intrinsic-Zustände verteilt. Jeder dieser Zustände hat dadurch eine Vibrationskomponente; der Hauptbeitrag zu seiner Tunnelwahrscheinlichkeit durch die Barrieren wird von dieser Vibrationskomponente stammen. Wir nehmen für die Compound-Zustände $|c_{II}\rangle$ im 2. Minimum ein analoges Verhalten wie für reine Vibrationszustände an:

$$P(E) = \frac{\vec{\Gamma}_{cII} \vec{\Gamma}_{cII}}{(E - E_{cII})^2 + 1/4 \Gamma_{cII}^2} \quad (8)$$

E_{cII} ist die Energie des Compound-Zustandes, $\vec{\Gamma}_{cII}$ und

$\vec{\Gamma}_{cII}$ sind die Breiten für Zerfall durch die innere bzw. äussere Barriere

$$\vec{\Gamma}_{cII} = \vec{\Gamma}_{cII}^{\leftarrow} + \vec{\Gamma}_{cII}^{\rightarrow} + \vec{\Gamma}_{\gamma II} \quad (9)$$

wobei $\vec{\Gamma}_{\gamma II}$ die γ -Zerfallsbreite des Niveaus ist.
Gl. (8) ist völlig analog zu Gl. (4).

Wie von Bohr und Mottelson /71/ gezeigt wurde, kann man mit gewissen vereinfachenden Annahmen die Verteilung der Stärke des Vibrationsniveaus auf die benachbarten Zustände exakt berechnen, und zwar ergibt sich die Darstellung

$$c_{\beta II}^2 = \frac{D_{II}}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_w}{(E - E_{\beta})^2 + 1/4 \Gamma_w^2} \quad (10)$$

Dabei ist $c_{\beta II}^2$ die Vibrationskomponente der Wellenfunktion des Compound-Zustandes im 2. Minimum, Γ_w ist die Breite der Kopplung, sie wird in unserem Falle Damping-Breite genannt.

Γ_w ist im wesentlichen das Matrixelement der Restwechselwirkung $H_{1\beta}$ /70/. Gl. (10) wird abgeleitet unter der Annahme konstanter Niveauabstände und konstanter Matrixelemente von $H_{1\beta}$, man wird also im realistischen Fall Fluktuationen um den durch Gl. (10) gegebenen Wert von $c_{\beta II}^2$ zu erwarten. Entsprechend dem Vibrationsanteil $c_{\beta II}^2$ erwartet man die Breiten des Compoundniveaus zu

$$\vec{\Gamma}_{cII}^{\leftarrow} = c_{\beta II}^2 \Gamma_A \quad (11)$$

$$\vec{\Gamma}_{cII}^{\rightarrow} = c_{\beta II}^2 \Gamma_B$$

Mit Gleichung (10) ergibt sich

$$\vec{\Gamma}_{cII}^{\leftarrow} = \frac{D_{II}}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_A \Gamma_w}{(E - E_{\beta})^2 + 1/4 \Gamma_w^2} \quad (12)$$

$$\vec{\Gamma}_{cII}^{\rightarrow} = \frac{D_{II}}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_B \Gamma_w}{(E - E_{\beta})^2 + 1/4 \Gamma_w^2}$$

Berücksichtigt man, dass der Vibrationszustand nicht nur mit den Typ II-Compoundniveaus koppelt (Γ_w), sondern auch durch

die Barrieren tunneln kann (Γ_A, Γ_B), so muss man im Nenner von Gl. (10) die totale Breite

$$\Gamma_{vII} = \Gamma_w + \Gamma_A + \Gamma_B \quad (13)$$

einsetzen. Gl. (12) wird dann

$$\begin{aligned} \overleftarrow{c}_{II} &= \frac{D_{II}}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_A \Gamma_w}{(E-E_\beta)^2 + 1/4 \Gamma_{vII}^2} \\ \overrightarrow{c}_{II} &= \frac{D_{II}}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_B \Gamma_w}{(E-E_\beta)^2 + 1/4 \Gamma_{vII}^2} \end{aligned} \quad (14)$$

In diesem Falle ist $\frac{1}{D_{II}} \int c_{\beta II}^2 dE$ nicht mehr auf 1 normiert.

3.23.3 Ankopplung der Typ I-Compound-Zustände

In einer direkten Reaktion (z.B. (d,p)) oder in (n,f)-Reaktionen werden zunächst Compound-Zustände im 1. Minimum bevölkert, eine direkte Bevölkering des 2. Minimums ist bis zur Höhe der Barrieren sehr unwahrscheinlich, da dies eine kollektive Anregung des β -Freiheitsgrades erfordert. Bei Anregungen von einigen MeV sind im 1. Minimum die Vibrationszustände vollständig mit den Compoundniveaus vermischt (vollständiges Damping), d.h. die Vibrationsstärke ist gleichmässig auf alle Niveaus verteilt:

$$c_{\beta I}^2 = \frac{D_I}{\hbar \omega_I} \quad (15)$$

Dabei ist D_I der mittlere Niveaubabstand im 1. Minimum, $\hbar \omega_I$ der Abstand der Vibrationsniveaus im 1. Minimum.

Für die Spaltbreite der Typ I-Niveaus gelten dann nach Gl. (11)

$$\Gamma_I = \left(P(E) \cdot \frac{\hbar \omega_I}{2\pi} \right) c_{\beta I}^2 = P(E) \cdot \frac{D_I}{2\pi} \quad (16)$$

also für eine reine Transmissionsresonanz

$$\Gamma_I = \frac{D_I}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_A \Gamma_B}{(E-E_\beta)^2 + 1/4 \Gamma_{II}^2} \quad (17)$$

$$\text{mit } \Gamma_{II} = \Gamma_A + \Gamma_B + \Gamma_{vII} \quad (18)$$

und für eine gedämpfte Resonanz

$$\Gamma_{fI} = \frac{D_I}{2\pi} \cdot \frac{\vec{\Gamma}_{cI} \vec{\Gamma}_{cI}}{(E - E_{cI})^2 + 1/4 \Gamma_{cI}^2} \quad (19)$$

mit

$$\Gamma_{cI} = \vec{\Gamma}_{cI} + \vec{\Gamma}_{cI} + \Gamma_{\delta I} \quad (20)$$

$\Gamma_{\gamma II}$ ist hier die γ -Breite der Typ II-Compoundniveaus.

3.23.4 Anwendungen

3.23.4.1 Spaltbreiten

Die Summe der Spaltbreiten aller beitragenden Typ I-Niveaus ergibt sich aus Gl. (17) für die reine Transmissionsresonanz

$$\Gamma_f = \sum_n \Gamma_{fIn} \approx \frac{1}{D_I} \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma_{fI}(E) dE \quad (21)$$

$$\Gamma_f = \frac{\Gamma_A \Gamma_B}{\Gamma_I}$$

Für die gedämpfte Resonanz erhält man aus Gl. (19)

$$\Gamma_{fI} = \sum_n \frac{D_I}{2\pi} \cdot \frac{\vec{\Gamma}_{cIn} \vec{\Gamma}_{cIn}}{(E - E_{cIn})^2 + 1/4 \Gamma_{cIn}^2} \quad (22)$$

wenn man berücksichtigt, dass mehrere Typ II-Niveaus mit den Schwänzen Ihrer Lorentzverteilung zur Spaltbreite eines Typ I-Niveaus beitragen. Wie Back et al. /50, Anhang II/ zeigen, kann die Summation unter gewissen vereinfachenden Annahmen (äquidistante Niveaus) explizit ausgeführt werden und ergibt

$$\begin{aligned} \Gamma_{fI} &= \frac{\vec{\Gamma}_{cI} \vec{\Gamma}_{cI}}{\Gamma_{cI}} \cdot \frac{D_I}{D_I} \cdot \frac{1}{2\pi} \sum_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Gamma_{cI}}{(E - E_{cI0} + n D_{II})^2 + 1/4 \Gamma_{cI}^2} \\ &= \frac{\vec{\Gamma}_{cI} \vec{\Gamma}_{cI}}{\Gamma_{cI}} \cdot \frac{D_I}{D_{II}} \cdot \frac{\sinh(\pi \Gamma_{cI} / D_{II})}{\cosh(\pi \Gamma_{cI} / D_{II}) - \cos(2\pi(E - E_{cI0}) / D_{II})} \end{aligned} \quad (23)$$

Für $D_{II} \gg \Gamma_{cII}$ trägt nur ein Term in der Gl. (22) bei, nämlich der nächstliegende Typ II-Zustand.

Die maximale Typ I-Spaltbreite in jeder Typ II-Gruppe wird aus Gl. (22) für $D_{II} \gg \Gamma_{cII}$, d.h. einen Term der Summe, für $E \approx E_{cII}$

$$\begin{aligned} \Gamma_{fI_{max}} &= \frac{2}{\pi} D_I \frac{\overleftarrow{\Gamma}_{cII} \overrightarrow{\Gamma}_{cII}}{\Gamma_{cII}^2} \\ &\approx \frac{2}{\pi} D_I \frac{\rho_B}{\rho_A} \quad \rho_A \gg \rho_B \\ &\approx \frac{2}{\pi} D_I \frac{\rho_A}{\rho_B} \quad \rho_B \gg \rho_A \end{aligned} \quad (24)$$

Der Lorentznenner fällt hier heraus und das Maximum ist konstant! Es zeigt keinen Einfluss der Grobstruktur von Gl. (15) bzw. (17). (Vgl. z.B. Weigmanns Analyse von $^{240}\text{Pu}(n,f)/72/$).

Die Summe der Typ I-Spaltbreiten über eine Typ II-Gruppe ergibt sich zu

$$\begin{aligned} \sum \Gamma_{fI} &\approx \frac{1}{D_I} \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma_{fI}(E) dE = \frac{\overleftarrow{\Gamma}_{cII} \overrightarrow{\Gamma}_{cII}}{\Gamma_{cII}} \\ &\approx \overleftarrow{\Gamma}_{cII} \quad f_{\text{avr}} \quad \overrightarrow{\Gamma}_{cII} \gg \overleftarrow{\Gamma}_{cII}, \Gamma_{sII} \\ &\approx \overrightarrow{\Gamma}_{cII} \quad f_{\text{avr}} \quad \overleftarrow{\Gamma}_{cII} \gg \overleftarrow{\Gamma}_{cII}, \Gamma_{sII} \end{aligned} \quad (25)$$

und zwar sowohl aus Gl. (22), als auch aus Gl. (23). (Gl. (22) wird nur in einem Intervall $E_{cII0} + \frac{D_I}{2}, E_{cII0} - \frac{D_I}{2}$ integriert). (Vgl. Weigmann /72/).

Die Summierung der Spaltbreiten aller Typ II-Niveaus liefert nach Gl. (12)

$$\begin{aligned} \Gamma_f &= \sum_n \frac{\overleftarrow{\Gamma}_{cIn} \overrightarrow{\Gamma}_{cIn}}{\Gamma_{cIn}} \approx \frac{\Gamma_A \Gamma_B}{\Gamma_A + \Gamma_B} \frac{1}{D_{II}} \int_{-\infty}^{+\infty} c_{\beta II}^2 dE \\ &\approx \frac{\Gamma_A \Gamma_B}{\Gamma_A + \Gamma_B} \end{aligned} \quad (26)$$

Die Breiten Γ_A und Γ_B sind hier näherungsweise konstant gesetzt, für breit gedämpfte Resonanzen kann der Fehler erheblich sein. $\Gamma_{\gamma II}$ wurde hier vernachlässigt. Ein Vergleich mit Gl. (21) zeigt, dass unter dieser Voraussetzung die integrierte Spaltbreite für gedämpfte und reine Transmissionsresonanz gleich sind.

Für den Fall, dass $D_I \gg \Gamma_{II}$ bzw. $D_I \gg \Gamma_{cII}$ lassen sich die Summationen in Gl. (21) und (25) nicht als Integrale nähern, die Spaltbreiten werden dann grob überschätzt. Dasselbe gilt für Gl. (24), die nur anwendbar ist, solange mit Sicherheit ein Typ I-Niveau in der Nähe des Maximums der Verteilung nach Gl. (22) ist. Für die gedämpfte Resonanz sind die Breiten der Typ II-Zustände nach Gl. (14) lorentzverteilt, in grösserer Entfernung vom Schwerpunkt der Resonanz (E_β) nehmen die Typ II-Breiten stark ab und es tragen nur noch die Schwänze der Verteilungen nach Gl. (22) zur Typ I-Spaltbreite bei. Die maximale Typ I-Spaltbreite in den Typ II-Resonanzgruppen nimmt dort also ab und zeigt entsprechend den zufälligen Abständen der koppelnden Typ I und Typ II-Niveaus starke Fluktuationen.

3.23.42 Spaltwahrscheinlichkeit

Bei durch direkte Reaktionen oder durch Neutronen induzierter Spaltung wird direkt nicht die Spaltbreite, sondern ein Spaltwirkungsquerschnitt

$$\sigma = \sigma_{cI} \cdot B_{fI} \quad (27)$$

$$\text{mit } B_{fI} = \frac{\Gamma_{fI}}{\Gamma_{fI} + \Gamma_{\gamma I}}$$

bestimmt. σ_{cI} ist dabei der Wirkungsquerschnitt für die Bildung eines Compound-Zustandes $|cI\rangle$ im 1. Minimum, B_{fI} dessen Spaltwahrscheinlichkeit. Gl. (27) muss für jeden Typ I-Zustand angewendet werden, und je nach experimenteller Auflösung sind geeignete Mittelungen durchzuführen. In Gl. (27) ist die direkte Spaltung durch die Doppelbarriere ohne Wechselwirkung mit Zuständen im 2. Minimum (Γ_D) und die Neutronen-Zerfallsbreite (Γ_n) vernachlässigt. Bei Berücksichtigung dieser Kanäle wird aus Gl. (27)

$$B_{fI} = \frac{\Gamma_{fI} + \Gamma_D}{\Gamma_{fI} + \Gamma_D + \Gamma_{\delta I} + \Gamma_n} \quad (28)$$

Γ_D kann unterhalb der Barriere gegen die Transmissionsresonanzen vernachlässigt werden. Γ_n trägt nur oberhalb der Neutronenbindungsenergie bei, es ist im folgenden weggelassen. Der Einfluss von $\Gamma_{\gamma II}$, der γ -Zerfallsbreite im 2. Minimum ist in Γ_{fI} enthalten, er ist ebenfalls meist vernachlässigbar. Über $\Gamma_{\gamma II}$ wird das Spaltungsisomer im 2. Minimum bevölkert, so dass, falls die Zeitauflösung im Experiment schlechter als dessen Lebensdauer ist, diese Ereignisse entsprechend der Spaltwahrscheinlichkeit des Isomers mit zur gemessenen Spaltwahrscheinlichkeit beitragen. Für Energien weit unterhalb der Barriere kann dieser Kanal bedeutsam werden.

Für die reine Transmissionsresonanz erhält man aus Gl. (17) und (27)

$$B_{fI} = \frac{D_I}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_A \Gamma_B / \Gamma_{\delta I}}{(E - E_\rho)^2 + \frac{1}{4} W^2} \quad (30)$$

$$\text{mit } W = \left\{ \Gamma_{II}^2 + \frac{2}{\pi} \Gamma_A \Gamma_B \frac{D_I}{\Gamma_{\delta I}} \right\}^{1/2} \quad (31)$$

W ist die Breite der Resonanz in der Spaltwahrscheinlichkeit, sie ist gegenüber Γ_{II} wesentlich verbreitert. Im Maximum ist dann $B_{fI} \approx 1$.

Die über eine ungedämpfte Resonanz gemittelte Spaltwahrscheinlichkeit wird (bei Vernachlässigung der Energieabhängigkeit von Γ_A und Γ_B)

$$\begin{aligned} B &= \frac{1}{\hbar \omega_I} \int_{E_0 - \hbar \omega_I/2}^{E_0 + \hbar \omega_I/2} B_{fI} dE \\ &= \frac{\Gamma_A \Gamma_B}{\Gamma_{\delta I}} \left\{ \Gamma_{II}^2 + \frac{2}{\pi} \Gamma_A \Gamma_B \frac{D_I}{\Gamma_{\delta I}} \right\}^{-1/2} \\ &= \frac{\Gamma_A \Gamma_B}{\Gamma_{\delta I} W} \end{aligned} \quad (32)$$

Für die gedämpfte Resonanz erhält man aus Gl. (22) für

$$D_{II} \gg \Gamma_{cII}$$

$$B_{fI} = \frac{D_I}{2\pi} \cdot \frac{\overleftarrow{\Gamma}_{cII} \overrightarrow{\Gamma}_{cII} / \overrightarrow{\Gamma}_{sI}}{(E - E_{cII})^2 + \frac{1}{4} W_{cII}^2} \quad (33)$$

$$\text{mit } W_{cII} = \left\{ \Gamma_{cII}^2 + \frac{2}{\pi} \overleftarrow{\Gamma}_{cII} \overrightarrow{\Gamma}_{cII} \frac{D_I}{\overrightarrow{\Gamma}_{sI}} \right\}^{1/2} \quad (34)$$

Mit Gl. (14) und (31) lässt sich W_{cII} darstellen als

$$W_{cII} = \frac{D_{II}}{2\pi} \cdot \frac{\overrightarrow{\Gamma}_w \cdot W}{(E - E_{\rho})^2 + \frac{1}{4} \overrightarrow{\Gamma}_{vII}^2} = c_{\beta II}^2 \cdot W \quad (35)$$

wenn man $\overrightarrow{\Gamma}_{vII}$ vernachlässigt. In der Spaltwahrscheinlichkeit sind die Breiten der Typ II-Gruppen also lorentzverteilt und wesentlich grösser als Γ_{cII} .

Wenn die Typ II-Niveaus nicht aufgelöst werden, misst man eine mittlere Spaltwahrscheinlichkeit

$$\langle B_f \rangle = \frac{1}{D_{II}} \int_{-\infty}^{+\infty} B_{fI} dE = \frac{D_I}{D_{II}} \frac{\overleftarrow{\Gamma}_{cII} \overrightarrow{\Gamma}_{cII}}{\overrightarrow{\Gamma}_{sI} W_{cII}} \quad (36)$$

(vgl. Gl. (32)). Die Gl. (36) ist nur gültig für $W_{cII} \ll D_{II}$. Dies ist gleichbedeutend mit $\langle B_f \rangle \ll 1$. Wenn die Typ II-Niveaus in der Spaltwahrscheinlichkeit überlappen, muss man für die Berechnung von $\langle B_f \rangle$ von Gl. (23) ausgehen (s.u.).

Mit Gl. (14) und (35) kann man $\overleftarrow{\Gamma}_{cII}$, $\overrightarrow{\Gamma}_{cII}$ und W_{cII} ersetzen:

$$\langle B_f \rangle = \frac{D_I}{2\pi} \cdot \frac{\overrightarrow{\Gamma}_w}{(E - E_{\rho})^2 + \frac{1}{4} \overrightarrow{\Gamma}_{vII}^2} \cdot \frac{\overrightarrow{\Gamma}_A \overrightarrow{\Gamma}_B}{\overrightarrow{\Gamma}_{sI} W} \quad (37)$$

d.h. abgesehen von der Energieabhängigkeit der Breiten $\overrightarrow{\Gamma}_A$ und $\overrightarrow{\Gamma}_B$ hat die Spaltwahrscheinlichkeit dieselbe Verteilung wie die Vibrationsstärke $c_{\beta II}^2$. Wenn die Barrieren nicht allzu verschieden sind und wenn $D_I \gg \overrightarrow{\Gamma}_{sI}$ ist, lässt sich W nähern durch

$$W \approx \left\{ \frac{2}{\pi} \overrightarrow{\Gamma}_A \overrightarrow{\Gamma}_B \frac{D_I}{\overrightarrow{\Gamma}_{sI}} \right\}^{1/2} \quad (38)$$

Gl. (37) wird dann

$$\langle B_f \rangle \approx \frac{1}{4} \frac{\Gamma_w \cdot W}{(E - E_p)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{VII}^2} = \frac{\Gamma_w \left(\frac{2}{\pi} \Gamma_A \Gamma_B \frac{D_I}{\Gamma_{II}} \right)^{\frac{1}{2}}}{4 (E - E_p)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{VII}^2} \quad (39)$$

und im Maximum der Resonanz erhält man für $\Gamma_{VII} \approx \Gamma_w$ und $\Gamma_A, \Gamma_B = \text{konst.}$:

$$\langle B_f \rangle_{\max} = \frac{W}{\Gamma_w} = \frac{1}{\Gamma_w} \left\{ \frac{2}{\pi} \Gamma_A \Gamma_B \frac{D_I}{\Gamma_{II}} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (40)$$

Es sollte hier erwähnt werden, dass für den bis jetzt behandelten Fall $D_{II} \gg W_{cII}$ Gl. (37) im Widerspruch steht zu einem von Bondorf angegebenen Ausdruck /73/, bei dem die Resonanz in der Spaltwahrscheinlichkeit gegenüber der Dampfbreite Γ_w stark verbreitert wird (siehe auch den Kommentar zu Gl. (48)).

Es lässt sich zeigen, dass durch das Dämpfen der Resonanz die Reaktionsrate für Spaltung nicht vermehrt wird. Durch Integration von $\langle B_f \rangle$ über eine gedämpfte Resonanz (bei Vernachlässigung der Energieabhängigkeit Γ_A und Γ_B) erhält man dasselbe Ergebnis wie in Gl. (32).

Unter der Voraussetzung der Näherung in Gl. (38) lässt sich ein einfacher Zusammenhang zwischen W_{cII} und $\langle B_f \rangle$ aufstellen. Aus Gl. (39) und (35) erhält man

$$\langle B_f \rangle = \frac{\pi}{2} \frac{W_{cII}}{D_{II}} \quad (41)$$

Für die Breiten W_{cII} gilt, solange $W_{cII} \ll D_{II}$, die Summenregel

$$\sum_n W_{cIn} = W \cdot \frac{\Gamma_w}{\Gamma_{VII}} \approx W \quad (42)$$

Geht man von der allgemeineren Darstellung der Spaltbreite in Gl. (23) aus, dann erhält man

$$B_{fI} = \left\{ 1 + \frac{\Gamma_{II} D_{II} \Gamma_{II}}{D_I \Gamma_{II} \Gamma_{II}} \cdot \frac{\cosh(\pi \Gamma_{II} / D_{II}) - \cos(2\pi(E - E_{cso}) / D_{II})}{\sinh(\pi \Gamma_{II} / D_{II})} \right\}^{-1} \quad (43)$$

Dieser Ausdruck lässt sich nicht analog zu (33) als Lorentzverteilung mit einer Breite W_{cII} darstellen. Die Halbwerts-

breiten der einzelnen Typ II-Resonanzgruppen lassen sich mit der Näherung $\Gamma_{cII} \ll D_{II}$ und $B_{fI} \max \approx 1$ berechnen:

$$W_{cI} = \frac{D_I}{\pi} \arccos \left(1 - \frac{D_I}{4\pi \Gamma_{fI}} \cdot \frac{\Gamma_A \Gamma_B \Gamma_w^2}{((E-E_\rho)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{vI}^2)^2} \right) \quad (44)$$

Durch Entwicklung des arccos lässt sich zeigen, dass Gl. (44) für $W_{cII} \ll D_{II}$ in Gl. (34) übergeht.

Für die über die Typ II-Zustände gemittelte Spaltwahrscheinlichkeit erhält man aus (43):

$$\langle B_f \rangle = \frac{D_I \vec{\Gamma}_{cI} \vec{\Gamma}_{cII}}{D_{II} \Gamma_{fI} W_B} \quad (45)$$

mit

$$W_B = \left\{ \Gamma_{cII}^2 + \vec{\Gamma}_{cI} \vec{\Gamma}_{cII} \frac{\Gamma_{cI} D_I}{\Gamma_{fI} D_{II}} \cdot 2 \coth \frac{\pi \Gamma_{cII}}{D_{II}} + \left(\frac{\vec{\Gamma}_{cI} \vec{\Gamma}_{cII}}{\Gamma_{fI} D_{II}} \right)^2 \right\}^{1/2} \quad (46)$$

Einsetzen von Gl. (12) liefert

$$\begin{aligned} \langle B_f \rangle = & \frac{D_I}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_A \Gamma_B}{\Gamma_{fI}} \cdot \frac{\Gamma_w}{(E-E_\rho)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{vI}^2} \cdot \\ & \cdot \left\{ \Gamma_{cII}^2 + \frac{1}{\pi} \coth \left(\frac{\pi \Gamma_{cII}}{D_{II}} \right) \Gamma_A \Gamma_B \Gamma_{cII} \cdot \frac{D_I}{\Gamma_{fI}} \cdot \frac{\Gamma_w}{(E-E_\rho)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{vI}^2} + \right. \\ & \left. + \left(\frac{\Gamma_A \Gamma_B}{\Gamma_{fI}} \cdot \frac{D_I}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_w}{(E-E_\rho)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{vI}^2} \right)^2 \right\}^{-1/2} \quad (47) \end{aligned}$$

$\langle B_f \rangle$ hat jetzt nur näherungsweise Lorentzform. Für $D_{II} \gg W_{cII}$ erhält man wieder Gl. (37). Mit der Näherung $\Gamma_{cII} \ll D_{II}$ lässt sich W_{cII} durch $\langle B_f \rangle$ ausdrücken:

$$W_{cII} = \frac{D_{II}}{\pi} \arccos \left(1 - \frac{2 \langle B_f \rangle^2}{1 - \langle B_f \rangle^2} \right) \quad (48)$$

Für $\langle B_f \rangle > \sqrt{1/2}$ gibt es keine Lösung mehr, d.h. die Typ II-Resonanzgruppen überlappen so stark, dass die Spaltwahrscheinlichkeit überall $> 1/2$ ist.

Wenn die Breite W_{cII} experimentell beobachtet wird, ermöglicht Gl. (48) eine unabhängige Bestimmung von $\langle B_f \rangle$ und damit der Barriereparameter.

Für den Grenzfall $D_{\text{II}} \ll W_{\text{cII}}$, d.h. vollständiges Überlappen der Typ II-Breiten wird das Argument des coth gross und es ergibt sich

$$\langle B_f \rangle \approx \frac{\vec{\Gamma}_{\text{cII}} \vec{\Gamma}_{\text{cII}}}{\vec{\Gamma}_{\text{cII}} \vec{\Gamma}_{\text{cII}} + \vec{\Gamma}_{\text{cII}} \vec{\Gamma}_{\text{dI}} D_{\text{II}} / D_{\text{I}}} \quad (49)$$

beziehungsweise durch Einsetzen von Gl. (12)

$$\langle B_f \rangle \approx \frac{D_{\text{I}}}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma_{\text{w}} \Gamma_{\text{A}} \Gamma_{\text{B}} / \Gamma_{\text{II}} \Gamma_{\text{dI}}}{(E - E_{\text{A}})^2 + 1/4 W_{\text{B}}^2} \quad (50)$$

mit

$$W_{\text{B}} = \left\{ \Gamma_{\text{vII}}^2 + \frac{2}{\pi} \Gamma_{\text{w}} \frac{D_{\text{I}}}{\Gamma_{\text{dI}}} \cdot \frac{\Gamma_{\text{A}} \Gamma_{\text{B}}}{\Gamma_{\text{II}}} \right\}^{1/2} \quad (51)$$

Im Falle vollständigen Überlapps hat die Spaltwahrscheinlichkeit also wieder Lorentzform. Gl. (50) stimmt im wesentlichen mit dem von Bondorf angegebenen Ausdruck für die Spaltwahrscheinlichkeit /73/ überein, d.h. es stellt sich heraus, dass der Bondorfsche Formalismus nur für vollständig überlappende Typ II-Niveaus geeignet ist. Für nicht überlappende Typ II-Niveaus ergeben sich grosse Diskrepanzen. Der Grund dafür ist, dass bei Bondorf eine Spaltwahrscheinlichkeit aus gemittelten Spaltbreiten gebildet wird, während wir die Spaltwahrscheinlichkeit der einzelnen Typ I-Zustände bilden und dann mitteln:

$$\langle B_f \rangle = \left\langle \frac{\Gamma_{\text{fI}}}{\Gamma_{\text{fI}} + \Gamma_{\text{rI}}} \right\rangle \quad \text{diese Arbeit} \quad (52)$$

$$\langle B_f \rangle' = \frac{\langle \Gamma_{\text{fI}} \rangle}{\langle \Gamma_{\text{fI}} \rangle + \langle \Gamma_{\text{rI}} \rangle} \quad \text{Bondorf /73/}$$

Für realistische Barriereparameter zeigt sich, dass die Bedingung $\Gamma_{\text{cII}} \ll D_{\text{II}}$ bis zur Höhe der Spaltbarriere gut erfüllt ist, so dass also Gl. (50) dort nicht gültig ist. Der Bondorfsche Formalismus ist deshalb unterhalb der Barrieren nicht anwendbar.

Sämtliche in diesem Abschnitt gebildeten Mittelwerte und Integrale von Spaltwahrscheinlichkeiten gelten analog zu dem am Ende von Abschnitt 3.23.41 gesagten nur für $D_I \ll W$ bzw. $D_I \ll W_{cII}$. Für $D_I \gtrsim W$ bzw. $D_I \gtrsim W_{cII}$ bleiben nur Gl. (17), (22), (27) bzw. (28) gültig. Die Spaltwahrscheinlichkeit hängt dann sehr stark von den zufälligen Abständen der miteinander koppelnden Typ I und Typ II-Niveaus ab, da nur die Schwänze der Lorentzverteilung (Gl. (17) bzw. (22)) beitragen. Die Fluktuationen der Spaltwahrscheinlichkeit können dann sehr gross werden, so dass die Bildung von Mittelwerten nicht sinnvoll erscheint.

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass alle Gleichungen für die Spaltwahrscheinlichkeiten jeweils für einen Spaltkanal (s.u.) J, π , K gelten. Wenn mehrere Kanäle beitragen, ist geeignet zu summieren (siehe Abschnitt 3.24 und 3.25).

3.23.43 Der Fall vollständigen Dampings im 2. Minimum

Wenn das 2. Minimum tief ist, kann schon unterhalb der Barrieren vollständige Dämpfung der Vibrationszustände in die inneren Anregungen im 2. Minimum eintreten. Analog Gl. (15) hat man dann

$$c_{\beta II}^2 = \frac{D_{II}}{\hbar \omega_{II}} \quad (53)$$

$$\vec{\Gamma}_{cII} = \vec{\Gamma}_A \cdot \frac{D_{II}}{\hbar \omega_{II}} \quad (54)$$

$$\vec{\Gamma}_{cII} = \vec{\Gamma}_B \cdot \frac{D_{II}}{\hbar \omega_{II}}$$

In Gl. (36) eingesetzt ergibt das

$$\langle B_f \rangle = \frac{D_I}{\hbar \omega_{II}} \frac{\vec{\Gamma}_A \vec{\Gamma}_B}{\vec{\Gamma}_{\delta I} W} \quad (55)$$

Im Falle von Überlapp der Typ II-Zustände erhält man aus Gl. (45) und (46) (vgl. Back et al. /50, Anhang II B/)

$$\begin{aligned} \langle B_f \rangle = & \frac{D_I}{\hbar \omega_{II}} \frac{\vec{\Gamma}_A \vec{\Gamma}_B}{\vec{\Gamma}_{\delta I}} \left\{ \vec{\Gamma}_{II}^2 + 2 \coth \left(\frac{\pi \vec{\Gamma}_{cII}}{D_{II}} \right) \vec{\Gamma}_A \vec{\Gamma}_B \vec{\Gamma}_{II} \frac{D_{II}}{\vec{\Gamma}_{\delta I} \hbar \omega_{II}} + \right. \\ & \left. + \left(\frac{\vec{\Gamma}_A \vec{\Gamma}_B}{\vec{\Gamma}_{\delta I}} \frac{D_I}{\hbar \omega_{II}} \right)^2 \right\}^{-1/2} \quad (56) \end{aligned}$$

3.23.5 Zusammenfassung der Aussagen des Modells

Bild 48 zeigt schematisch das Verhalten von ungedämpften und gedämpften Transmissionsresonanzen, wie es sich aus dem hier entwickelten Formalismus ergibt (die Energieabhängigkeit der Penetrabilitäten wurde ignoriert). Es wurden konstante Niveaubstände angenommen, im realistischen Fall sind Fluktuationen der Breiten und Spaltwahrscheinlichkeiten der Typ I und Typ II-Zustände zu erwarten, und die berechneten Γ_{If} , $c_{\beta II}^2$, B_{If} und $\langle B_f \rangle$ sind nur als Mittelwerte aufzufassen. Je kleiner die Niveaudichten sind, desto grössere Fluktuationen können auftreten. Zeile 1 in Bild 48 zeigt die Lorentzverteilung der Spaltbreiten der Typ I-Niveaus für die ungedämpfte

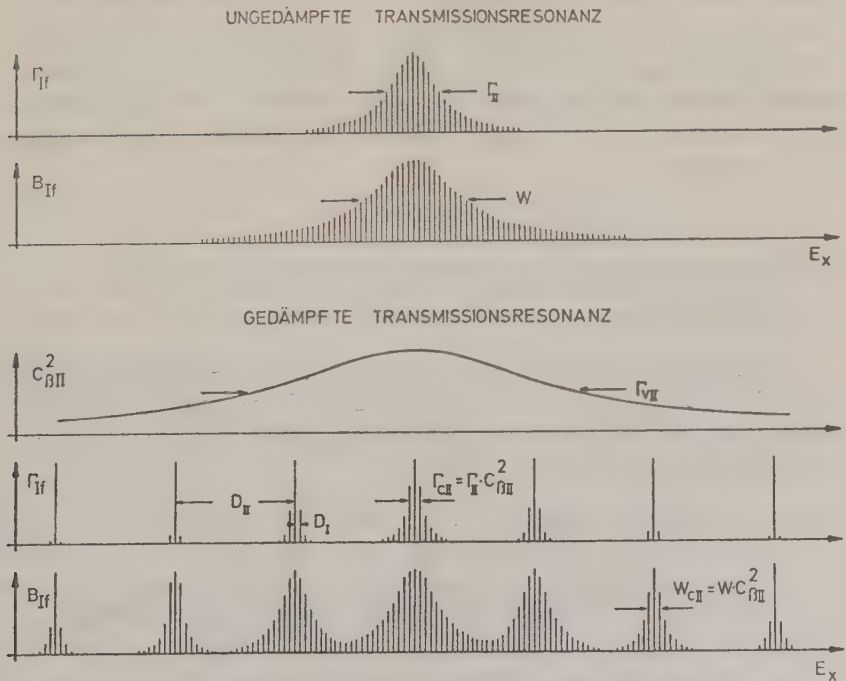


Bild 48: Gedämpfte und ungedämpfte Transmissionsresonanzen

Transmissionsresonanz, in Zeile 2 ist die Spaltwahrscheinlichkeit aufgetragen, die eine wesentlich breitere Verteilung hat. Für realistische Parameter ist das Verhältnis dieser beiden Breiten ein bis zwei Größenordnungen.

Zeile 3 zeigt die Stärkefunktion der β -Vibration im Falle von Dämpfung in Typ II-Zustände. Die maximale Typ I-Spaltbreite in jeder Typ II-Resonanzgruppe ist konstant, die Breiten der Gruppen variieren mit der Stärke der β -Vibration (Zeile 4). Die Konstanz der maximalen Typ I-Spaltbreite in den Typ II-Gruppen gilt allerdings nur in dem Bereich, in dem $\Gamma_{cII} \gg D_I$, d.h. nur solange sicher ein Typ I-Niveau in der Nähe des Maximums der Verteilung nach Gl. (22) liegt. Die Spaltbreiten (Zeile 4) der Typ I-Niveaus sind innerhalb der Typ II-Resonanzgruppen lorentzverteilt, ebenso näherungsweise die Spaltwahrscheinlichkeiten (Zeile 5), die aber wesentlich breitere Verteilungen haben. Das Verhältnis dieser beiden Breiten ist dasselbe wie für die ungedämpfte Transmissionsresonanz, also etwa ein bis zwei Größenordnungen (in Bild 48 aus zeichnerischen Gründen nur ein Faktor 2). Die maximale Typ I-Spaltwahrscheinlichkeit in jeder Typ II-Gruppe ist nahe bei 1, solange $\Gamma_{cII} \gg D_I$.

3.24 Die Bevölkering der Compound-Niveaus in der (d,p) - Reaktion

Die in Abschnitt 3.23 berechneten Spaltwahrscheinlichkeiten gelten für einen Spaltkanal, der durch die Quantenzahlen J, π, K gekennzeichnet ist. Treten mehrere Spaltkanäle auf, muss man die Spaltwahrscheinlichkeiten summieren:

$$B = \sum_{J, \pi, K} \alpha(J, \pi) B_{J, \pi, K} \quad (57)$$

Die $\alpha(J, \pi)$ sind dabei die Wahrscheinlichkeiten, im Eingangskanal einen Spin J^π im 1. Minimum zu bevölkern.

Von Andersen et al. /74/ und Specht /62/ sind DWBA-Rechnungen für deformierte Kerne durchgeführt worden, wobei als Einfangzustände Nilsson-Niveaus genommen wurden, die dann entsprechend der zu erwartenden Fraktionierung mit einer Stärkefunktion /71/ auf die Compound-Zustände verteilt wurden. Diese

Rechnungen ergaben die in Tabelle 1 zusammengestellten Werte für α .

Tabelle 1

Relative Spinpopulation im (d,p)-Prozess für $E_x = 5$ Mev

	Specht /62/	Andersen et al./74/
	$E_d = 11,5$ MeV	$E_d = 13$ MeV
J	$\theta = 130^\circ$	$\theta = 140^\circ$
0^+	0,026	0,017
2^+	0,27	0,142
4^+	0,055	0,087
1^-		0,055
3^-		0,082
5^-		0,058

Die Koeffizienten $\alpha(J, \pi)$ variieren nur langsam mit der Anregungsenergie. Die Unterschiede zwischen den Werten von Specht und Anderssen et al. sind auf die unterschiedlichen Deuteronenenergien zurückzuführen.

3.25 Spaltkanäle und Winkelverteilung der Fragmente

Nach der von Bohr /75/ vorgeschlagenen Modellvorstellung spaltet ein Kern längs der Symmetrieachse der Deformation, die Winkelverteilung der Fragmente ist also gleich der Winkelverteilung der Symmetrieachse des Kerns kurz vor und während der Spaltung. Nach Bohr /75/ sind die Spaltkanäle durch die Sattelpunktszustände (transition states) charakterisiert, die wie normale Zustände deformierter Kerne durch Spin J, Parität π und die Projektion K des Spins auf die Symmetrieachse der Deformation gekennzeichnet werden. Für Spaltung bei Anregungsenergien unterhalb der Barriere erwartet man nur die tiefstliegenden Sattelpunktszustände als Spaltkanäle, da für die höherliegenden die Penetrabilität der Barriere nach Gl. (6) schnell abnimmt. Im Falle einer doppelhöckrigen Spaltbarriere bestimmen ebenso die Sattelpunktszustände an der inneren

Barriere den Übergang vom 1. ins 2. Minimum. Für gg-Kerne erwartet man als tiefstliegende Sattelpunktszustände eine $K = 0^+$ Bande mit den Spins $0^+, 2^+, 4^+, \dots$. Neuere Rechnungen /76,77,78/ zeigen, dass wahrscheinlich bei ^{240}Pu der erste Sattelpunkt gegen γ -Deformation ($K = 2^+$ Bande mit Spins $2^+, 3^+, 4^+, \dots$) und der äussere Sattel gegen Oktupoldeformation ($K = 0^-$ Bande mit Spins $1^-, 3^-, 5^-, \dots$) instabil ist.

Die Spaltwinkelverteilung für einen Sattelpunktszustand JMK, wobei M die Projektion von J auf eine äussere Quantisierungsachse ist, wird beschrieben durch die D-Funktionen (Wellenfunktionen des symmetrischen Kreisel) /79/:

$$W_{MK}^J(\theta) = \frac{2J+1}{4} \left(|D_{MK}^J(\theta)|^2 + |D_{MK}^J(\theta+\pi)|^2 \right) \quad (58)$$

Die Summe berücksichtigt die kollineare Emission von je zwei Fragmenten, d.h. $W_{MK}^J(\theta)$ ist die Wahrscheinlichkeit, eines der beiden Fragmente unter dem Winkel θ anzutreffen.

Für Reaktionswinkel $\geq 110^\circ$ kann die (d,p)-Reaktion im Eingangskanal als Übertragung eines Neutrons mit Spin $j = 1 \pm 1/2$ beschrieben werden. Der Bahndrehimpuls steht in Plane-Wave-Näherung, die für Winkel $\geq 110^\circ$ gültig ist /80/, senkrecht zur Rückstossachse und ist in dieser Ebene gleichverteilt, er trägt zur Änderung der Richtungsquantenzahl nicht bei. Man hat also folgende Drehimpulsbeziehungen:

$$\begin{aligned} \vec{J}_1 + \vec{j} &= \vec{J}_f \\ M_1 + 1/2 &= M_f \\ m_j &= m_s + m_l \\ m_l &= 0 \\ m_s &= \pm 1/2 \end{aligned}$$

Die Winkelverteilung der Fragmente ergibt sich dann zu

$$W_K^J(\theta, j) = \sum_{M_f} \frac{2J+1}{2(2J_f+1)} \sum_{\substack{m=\pm 1/2 \\ M_i = -J_i, \dots, J_i}} \langle J_i M_i j m | J_f M_f \rangle^2 W_{M_f K}^{J_f}(\theta) \quad (59)$$

Im Falle von ^{239}Pu (d,p) hat der Targetkern Spin $1/2^+$, Gl.

(59) wird dann

$$W_K^{J_f}(\theta, j) = \sum_{M_f = -j}^j \frac{2j+1}{2(2j+1)} \sum_{\pm} \langle \frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2}, j, M_f \mp \frac{1}{2} | J_f M_f \rangle^2 W_{M_f K}^{J_f}(\theta) \quad (60)$$

Durch Entwicklung der D-Funktionen nach Legendrepoly-nomen /79/ erhält man die $W_K^J(\theta, j)$ in der Form

$$W_K^{J_f}(\theta, j) = \sum_{\lambda} A_{\lambda} P_{\lambda}(\cos \theta) \quad (61)$$

Für $K = 0$ hängen die Koeffizienten (für $J_i = 1/2$) nicht von J_f ab. Tabelle 2 enthält einige für $J_i = 1/2$ berechnete Koeffizienten.

Tabelle 2: Winkelkorrelationskoeffizienten für $J_i = 1/2$
 $A_0 = 1$

J_f	j	K	A_2	A_4	A_6	A_8
0,1	1/2	0	0	0	0	0
1,2	3/2	0	1	0	0	0
2,3	5/2	0	1,1429	0,8571	0	0
3,4	7/2	0	1,1905	1,0519	0,7576	0
4,5	9/2	0	1,2121	1,1329	0,9697	0,6853
1	1/2	1	0	0	0	0
1	3/2	1	-0,5	0	0	0
2	3/2	1	0,5	0	0	0
2	5/2	1	0,5714	-0,5714	0	0
3	5/2	1	0,8571	0,1429	0	0
3	7/2	1	0,8929	0,1753	-0,5682	0
4	7/2	1	1,0119	0,5260	-0,0379	0
4	9/2	1	1,0303	0,5664	-0,0485	-0,5483

3.3 Versuchsaufbau und Messung

Die Versuchsanordnung am Q3D-Spektrographen ist in Bild 49 dargestellt, Bild 50 zeigt ein Blockschaltbild der Elektronik. Für jedes Proton, das in der Fokalfläche des Q3D-Spektrographen nachgewiesen wird, werden Energieverlust (DE) und die momentane Strahlenergie gemessen. Aus dem schnellen Zeitsignal des Vieldrahtzählers wird ausserdem ein Start-Impuls für den Zeit-Impulshöhen-Konverter (TPC) und ein Gatesignal für das Spaltzählerregister erzeugt. Bei Koinzidenz mit einem Spaltereignis wird dessen Winkelinformation ins Register eingelesen und ein Stop-Impuls für den TPC erzeugt. Für jedes Proton werden also 5 Informationen in den Rechner eingelesen, wobei für die Single-Ereignisse Winkel und Zeit des Spaltereignisses gleich 0 sind.

Die Verzögerung im Spaltzweig ist erforderlich, um die Flugzeit der Protonen im Spektrographen auszugleichen, damit

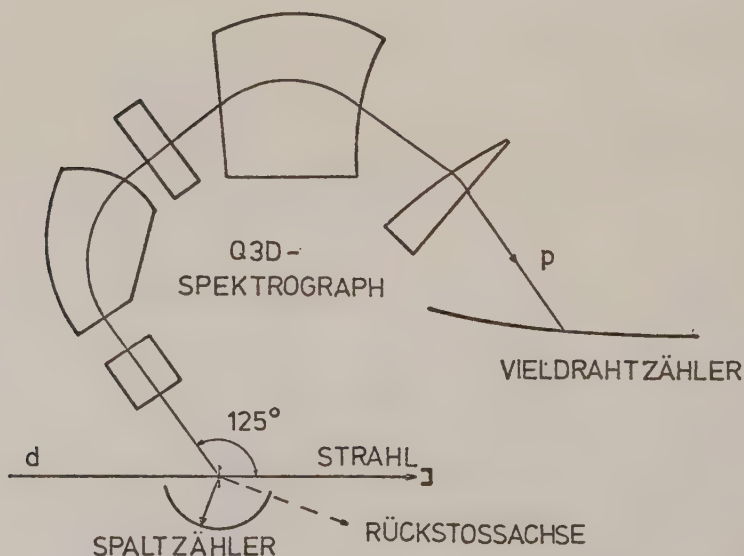


Bild 49: Versuchsaufbau am Q3D-Spektrographen

mit dem Gatesignal die Winkelinformation ausgetastet werden kann. Die Pulsbreite dieses Gatesignals am Register wurde etwas grösser gewählt als der Zeitbereich des TPC (200 ns), um zufällige Koinzidenzen mit genügender Statistik zu erhalten. Die Zwischenschaltung des Registers im Spaltzweig ist notwendig, da sich infolge der hohen Spaltzählrate (10 bis 20 kHz) bei dem in Abschnitt 2.16 beschriebenen Koinzidenzverfahren eine zu grosse Totzeit ergibt.

Die Messungen wurden bei einem Reaktionswinkel von 125° mit 12,5 MeV Deuteronenenergie durchgeführt. Zur Normierung der Ansprechwahrscheinlichkeit und des Raumwinkels des Spaltzählers wurde ein (d,f)-Winkelspektrum aufgenommen, dessen Winkelkorrelation bekannt ist /81,82/.

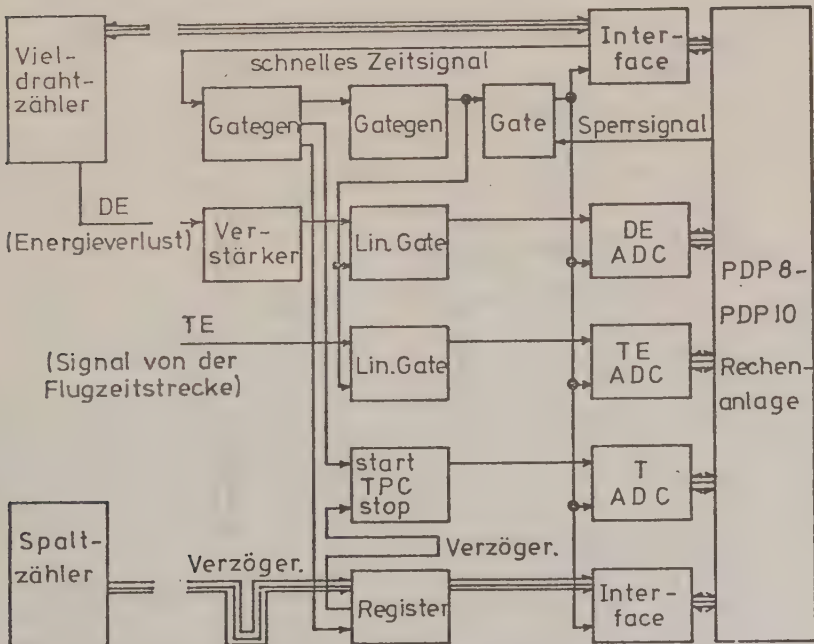


Bild 50: Blockschaltbild der Elektronik

Bild 51 zeigt die Anordnung des Spaltzählers in der Streukammer. R kennzeichnet die Rückstossachse des Compound-Kerns. Der Zähler erfasst den Winkelbereich 0 bis 147° (von der Rückstossachse gerechnet). Die in den Rechner eingelesene 10-Bit-Winkeladresse enthält in verschlüsselter Form die Koordinaten φ und z . Daraus wird im On-line-Rechenprogramm der Reaktionswinkel θ_f errechnet.

Das Plutoniumtarget war $15 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dick, wobei das Plutonium als Oxyd in Form eines Strichs von $0,5 \times 4 \text{ mm}$ auf eine $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke Kohlenstoff-Trägerfolie aufgedampft war. Die Homogenität des Targets wurde durch elastische (d,d)-Streuung am Q3D über-

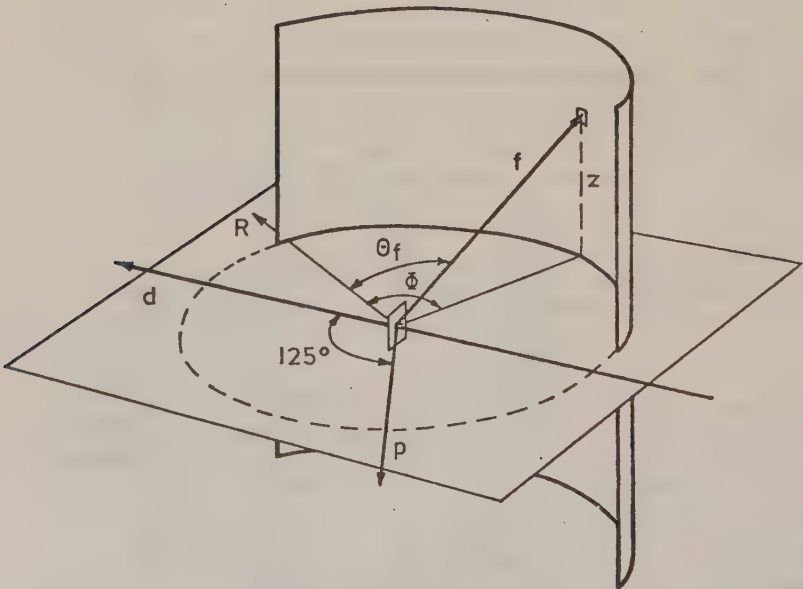


Bild 51: Anordnung des Spaltzählers

prüft und ergab eine Auflösung von 3,0 keV. Vorversuche mit metallisch aufgedampftem Plutonium ergaben wesentlich schlechtere Auflösungen.

Die Korrektur der Reaktionskinematik mittels des Multipolelementes /3/ wurde folgendermassen durchgeführt: Zuerst wurde für $^{208}\text{Pb}(d,p)$ (12,5 MeV, 125°) die Kinematik optimal kompensiert. Das Hauptfeld des Q3D-Spektrographen wurde dabei so eingestellt, wie für die $^{239}\text{Pu}(d,pf)$ -Reaktion erforderlich. Man sieht dann die ^{209}Pb -Zustände bei 1,566 2,032 2,493 und 2,539 MeV Anregung. Die optimalen Werte für die Einstellung des Multipolelementes stimmten sehr gut mit einer empirischen Formel überein, die aus einer grossen Anzahl ionenoptischer Optimierungen gewonnen worden ist /3/. Es wurde eine Auflösung von ≤ 5 Kanälen = 3,0 keV erreicht. (siehe Bild 52).

Aufgrund dieser Übereinstimmung wurden für die $^{239}\text{Pu}(d,pf)$ Reaktion die aus der empirischen Formel sich ergebenden Werte für das Multipolelement eingestellt (die sich wegen der Massendifferenz etwas unterscheiden). Auf diese Weise kann man schliessen, dass die Auflösung in der (d,pf)-Reaktion am Plutonium, die direkt nicht beobachtet wird, ebenfalls etwa 3 keV beträgt.

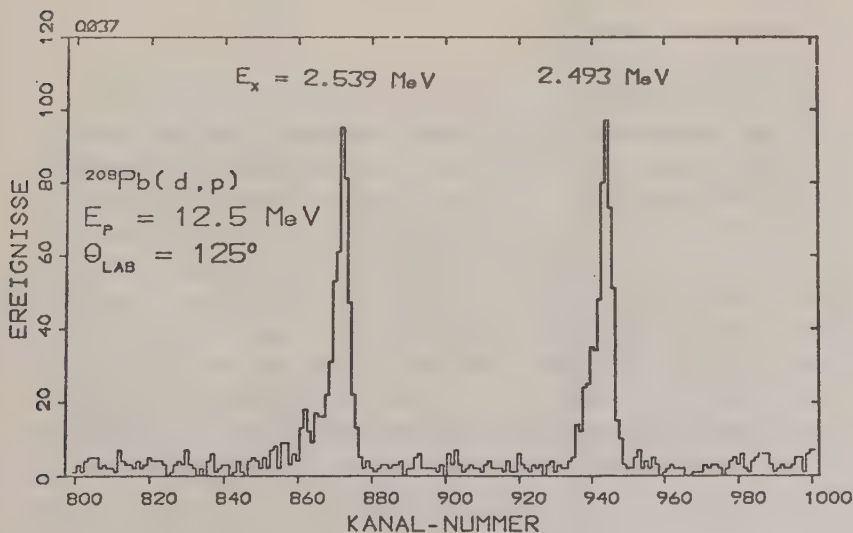


Bild 52: Auflösungstest mit der Reaktion $^{208}\text{Pb}(d,p)$

Die Koinzidenzzeitauflösung wird durch Flugzeitunterschiede im Spektrographen, die maximal 28 ns betragen, begrenzt.

Die eigentliche (d,pf)-Messung wurde in 3 Teilmessungen aufgenommen, die mit etwas verschiedenem Hauptfeld im Q3D gefahren wurden. Der Grund dafür ist, dass an einigen Stellen der Fokalfäche durch Ausfälle von Verstärkern oder Drähten Löcher im Spektrum sind. Durch ein spezielles Rechenprogramm wurden die Spektren aus den einzelnen Teilruns übereinandergeschoben und addiert, wobei an den Stellen, wo das eine Spektrum ein Loch hat, die Kanalinhalt des anderen im Verhältnis der Gesamtzählraten vermehrt wurden, so dass sich für die Summe 'glatte' Spektren ergaben. Die Statistik an diesen Stellen ist dann schlechter als $N^{1/2}$. Das Rechenprogramm berücksichtigt die Variation der Dispersion längs der Fokalfäche. Aufgrund von Unsicherheiten in der Kenntnis der Dispersion können bei der Addition Vergrößerungen der Linienbreiten von bis 0,5 Kanälen = 300 eV vorkommen.

Die reine (d,pf)-Messdauer betrug insgesamt 40 h, der Targetstrom im Mittel 30 ... 60 nA. Die Daten wurden für spätere Off-line-Analyse auf Magnetband geschrieben.

3.4 Messergebnisse

Die Koinzidenzspektren aus den 3 Teilmessungen wurden auf zufällige Koinzidenzen korrigiert. Die Zufälligen-Rate wurde im p-f-Zeitspektrum aus dem Untergrund ausserhalb des koinzidenten Peaks ermittelt. Die drei Teilmessungen wurden dann in der oben erwähnten Weise aufsummiert. Das Ergebnis zeigt Bild 53. Es sind je zwei Kanäle zusammengefasst, die Auflösung beträgt also 3 Kanäle in Bild 53. Bild 54 zeigt dasselbe, wobei je 20 Kanäle zusammengefasst sind, in dieser Darstellung ist die Signifikanz der Strukturen bei kleinen Anregungsenergien besser zu erkennen. (Die Inhalte von Kanal 0 bis 58 sind verzehnfacht). Bei Kanal 568 bis 580 ist trotz des Aufsummierens der Teilmessungen eine unempfindliche Stelle im Spektrum geblieben.

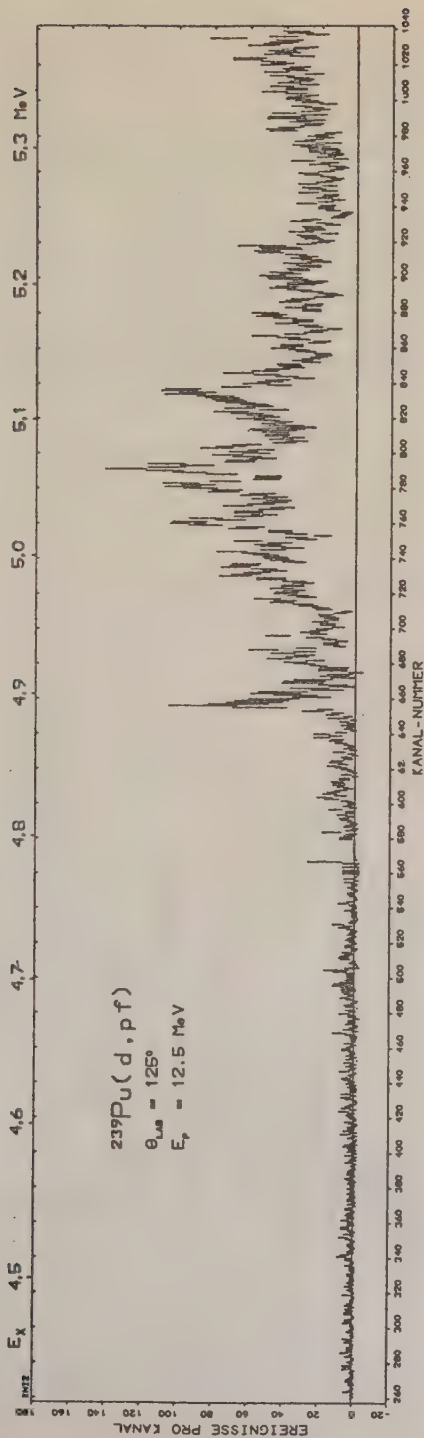


Bild 53: Koinzidenzspektrum, je zwei Kanäle zusammengefaßt

Da die Einzelspektren stark von Neutronenuntergrund dominiert sind, erschien eine Division von Koinzidenz- und Einzelspektrum zur Ermittlung der Spaltwahrscheinlichkeit mit unseren Daten nicht sinnvoll. Das (d,p)-Spektrum im hier interessierenden Anregungsbereich ist bekannt /56/ und zeigt keine markanten Strukturen, so dass die relative Spaltwahrscheinlichkeit kaum anders aussieht als das Koinzidenzspektrum.

Die Koinzidenzspektren (Bild 53 und 54) zeigen als Grobstrukturen eine ca. 200 keV breite Resonanz bei 5 MeV und

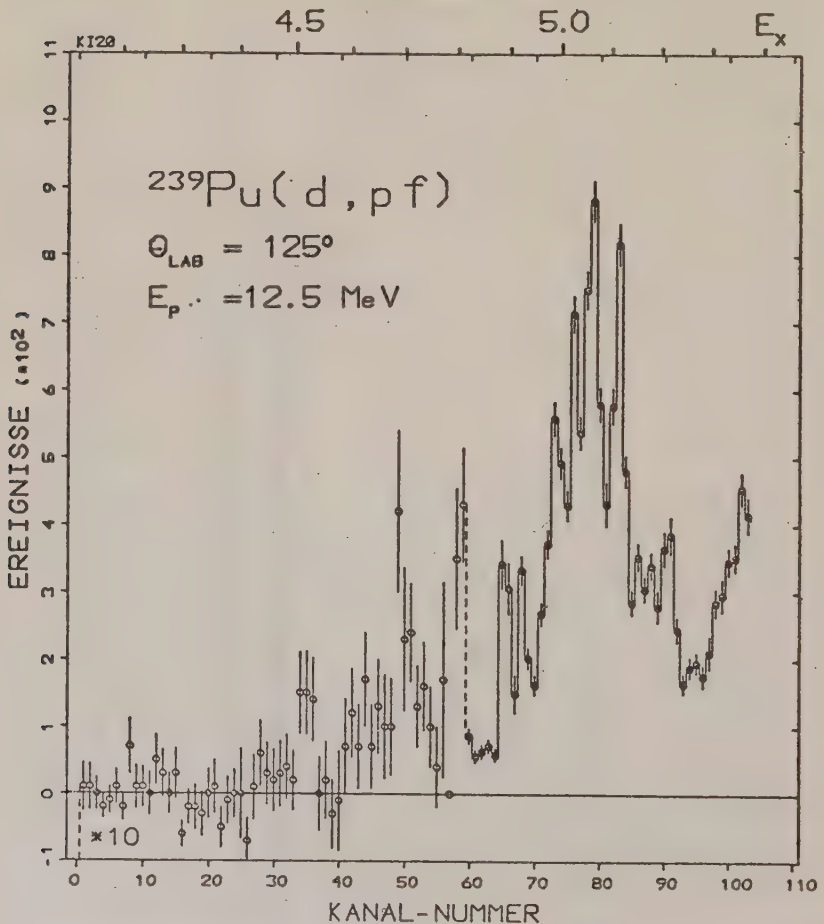


Bild 54: Koinzidenzspektrum, je 20 Kanäle zusammengefasst

schwächere Strukturen bei etwa 4,7 und 4,5 MeV Anregung. Es sind Feinstrukturen zu erkennen, deren Breite teilweise der experimentellen Auflösung entspricht. Für eine Reihe von Linien und vermuteten Linien wurden die Winkelverteilungen der Spaltfragmente im Replay der Daten ermittelt. Die Winkelverteilungen wurden mit der bekannten (d,f)-Winkelverteilung /81,82/ normiert, kinematische Effekte wurden berücksichtigt. Zur Kontrolle wurde auch die Winkelverteilung von zufälligen Ereignissen ermittelt, die isotrop sein sollte (normiert auf (d,f)). Bild 55 zeigt einige exemplarische Spaltwinkelverteilungen.

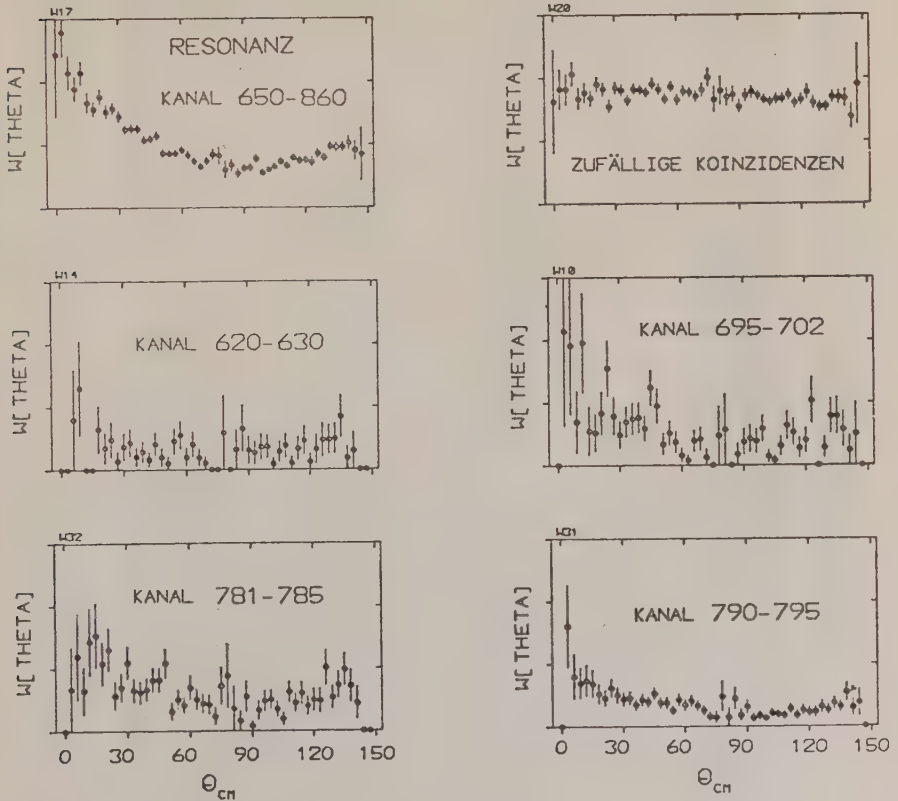


Bild 55: Einige Beispiele für Winkelverteilungen

Tabelle 3

Koeffizienten der Spaltwinkelverteilungen ($A_0 = 1$)

Nr	Fitbereich	E_x	A_2	A_4	A_6
1	340-370	4,530	0,93±0,40		
2	493-499	4,698	1,00±0,77	1,11±0,91	0,09±0,94
3	530-532	4,741	1,6 ±0,37	0,83±0,89	
4	600-619		0,43±0,23	-0,28±0,30	0,28±0,35
5	604-609	4,834	1,36±0,41	0,15±0,46	-0,18±0,49
6	611-614	4,841	0,98±0,55	0,08±0,66	0,22±0,74
7	620-630		0,47±0,30	0,04±0,38	0,13±0,44
8	621-626	4,855	0,34±0,37	-0,03±0,46	-0,30±0,54
9	635-645		1,18±0,29	0,29±0,33	-0,05±0,36
10	639-642	4,876	0,35±0,32	-0,66±0,40	-0,62±0,47
11	655-665		0,72±0,26	0,45±0,31	0,35±0,35
12	656-659	4,897	1,27±0,37	0,12±0,43	-0,41±0,47
13	669-672	4,913	0,73±0,59	0,71±0,70	-0,59±0,78
14	680-690	4,931	0,87±0,17	0,40±0,21	0,33±0,23
15	695-702	4,948	1,11±0,21	0,16±0,24	-0,20±0,26
16	715-755		0,91±0,07	0,32±0,09	0,02±0,10
17	716-718	4,972	0,86±0,28	0,30±0,33	-0,31±0,37
18	731-734	4,991	1,16±0,21	0,26±0,25	0,02±0,27
19	736-738	4,997	0,98±0,24	0,65±0,28	0,08±0,31
20	743-745	5,006	1,00±0,26	0,33±0,31	-0,04±0,34
21	759-765		0,87±0,15	0,01±0,18	0,07±0,20
22	760-763	5,028	0,79±0,16	0,19±0,19	-0,22±0,22
23	780-786		0,94±0,13	0,06±0,16	-0,11±0,17
24	781-785	5,055	0,85±0,14	0,05±0,17	0,13±0,20
25	790-796		0,83±0,13	0,12±0,16	0,40±0,18
26	790-795	5,067	0,96±0,13	0,16±0,15	0,19±0,17
27	800-807		0,78±0,15	0,49±0,18	-0,03±0,20
28	804-806	5,083	0,95±0,22	0,59±0,26	0,31±0,29
29	830-840		0,91±0,12	0,34±0,14	0,10±0,16
30	835-838	5,124	0,85±0,16	-0,04±0,20	0,16±0,22
31	840-920		0,79±0,05	0,31±0,06	0,22±0,07
32	846-849	5,138	0,80±0,22	0,31±0,26	-0,11±0,23
33	860-863	5,156	0,71±0,25	0,31±0,31	0,23±0,35
34	866-869	5,164	1,12±0,26	1,03±0,31	0,39±0,32
35	878-881	5,179	0,47±0,21	0,21±0,26	0,05±0,30
36	887-889	5,190	0,75±0,29	-0,17±0,37	0,50±0,42
37	894-897	5,200	1,10±0,28	0,23±0,32	-0,15±0,35
38	900-903	5,203	0,79±0,23	0,08±0,28	-0,03±0,32
39	915-919	5,223	0,83±0,22	0,46±0,26	0,31±0,29
40	984-986	5,317	0,69±0,28	-0,02±0,34	-0,45±0,40
41	991-994	5,327	0,54±0,27	0,48±0,33	0,60±0,38
42	1020-1040		0,69±0,11	0,17±0,13	0,09±0,15
43	1024-1025	5,369	0,70±0,28	-0,26±0,34	-0,07±0,40
44	1050-1100		0,53±0,06	0,06±0,08	-0,02±0,09
45	1067-1070	5,423	0,88±0,21	0,20±0,25	0,04±0,28
46	1080-1083	5,444	0,72±0,30	-0,10±0,36	-0,36±0,42
47	460-560		0,85±0,24		
48	650-360		0,90±0,03	0,30±0,04	0,11±0,04
49	Zufällige		0,10±0,02	0,00±0,03	0,01±0,03
50			0,91±0,06	0,20±0,07	0,07±0,07

Nr. 50 ist ein Mittel aus Nr. 12, 13, 14, 15, 17, 18, 19, 20, 22, 24, 26, 28, 30, 32 und 33

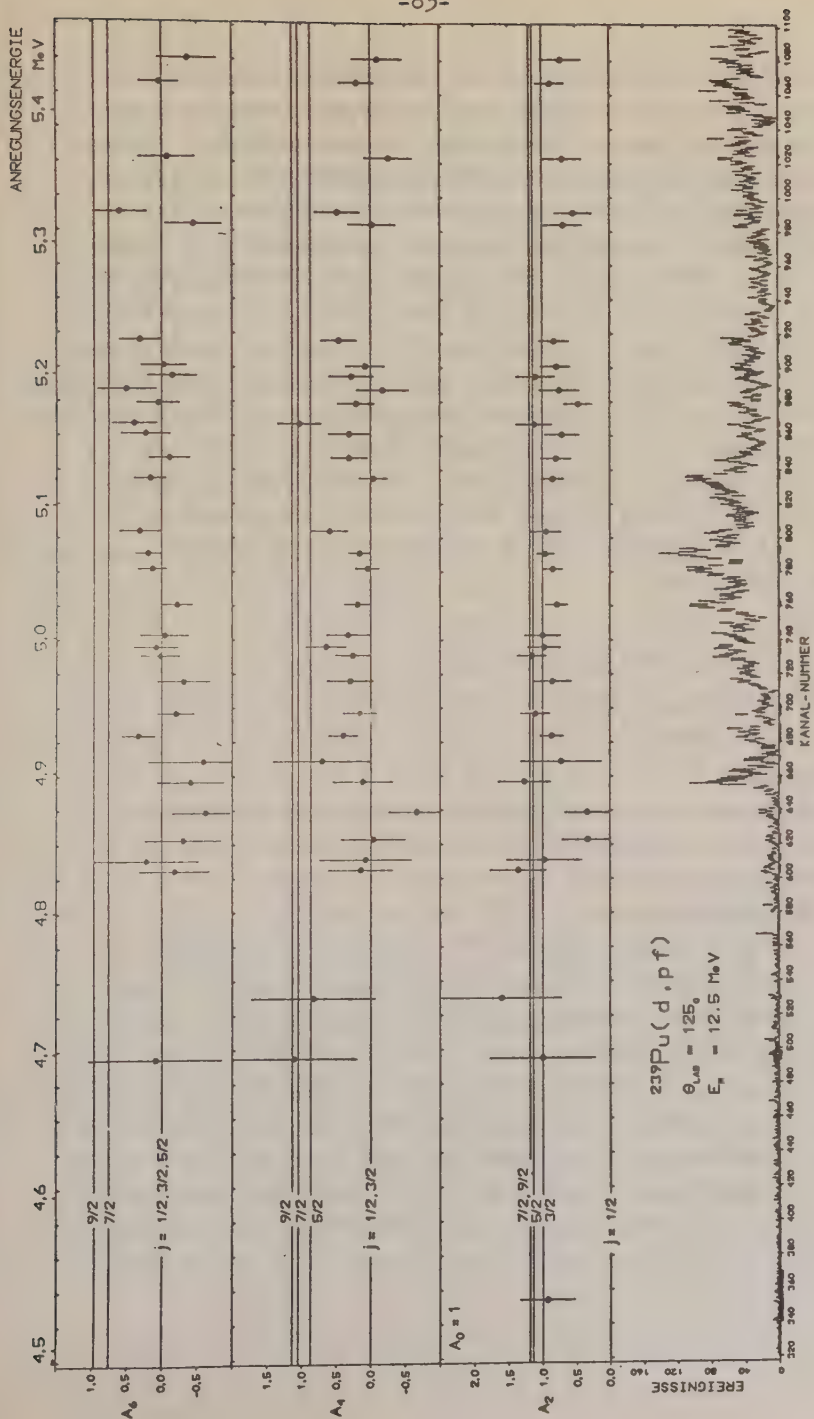


Bild 56: Koeffizienten der Spaltwinkelverteilungen

Die Winkelverteilungen wurden mit geraden Legendrepoly-nomen bis 6. Grades nach Gl. (61) angepasst, wobei die schwache Anisotropie der zur Normierung verwendeten (d,f)-Winkelverteilung mit $A_2 = 0,078 / 81,82/$ berücksichtigt wurde. Die Fits gewichten dabei die Messwerte nicht nach deren statischen Fehlern, sondern nach dem aus dem Fitwert sich ergebenden Fehler. Dies ergibt insbesondere bei sehr schlechter Statistik (z.B. wenn einige Kanäle leer sind und den statistischen Fehler 0 haben) realistischere Fitwerte. Tabelle 3 enthält eine Liste der angepassten Winkelkorrelationskoeffizienten. Die mit * bezeichneten Fitbereiche sind etwas grösser gewählt und überlappen mit anderen. In Bild 56 sind die gefitteten Koeffizienten eingetragen zusammen mit den theoretischen Koeffizienten für $K = 0$ und verschiedene Drehimpulsüberträge j . Die Fitbereiche sind durch dicke Striche an der Abszisse markiert.

3.5 Diskussion der Messergebnisse

3.51 Winkelkorrelationen

Bevor man eine Zuordnung von J und K für die Linien im Koinzidenzspektrum aufgrund ihrer Winkelkorrelationen versucht, muss man sich klar werden, welche Werte von J und K im untersuchten Bereich unterhalb der Barrieren zu den Resonanzen beitragen können.

J ist eine Erhaltungsgrösse, K , die Projektion von J auf die Symmetrieachse des Kerns, bleibt möglicherweise beim Übergang vom 1. zum 2. Sattelpunkt nicht erhalten. Die Penetrabilität der 1. Barriere für verschiedene Spins J , die eine Bevölkering des 2. Minimums ermöglicht, wird durch die Lage der tiefstliegenden Sattelpunktszustände für die verschiedenen Spins J bestimmt. Wie in Abschnitt 3.25 erwähnt, ist der 1. Sattel wahrscheinlich instabil gegen γ -Deformation /77,78/, so dass die niedrigsten Sattelpunktszustände die $K=0^+$ und

$K=2^+$ Banden sind. Die Abstände der Bandenmitglieder sind klein (Trägheitsparameter $\theta \approx 100 \hbar^2/\text{MeV} / 83/$) und beeinflussen die Penetrabilität der verschiedenen Spins nicht stark. Für Spin 4 z.B. ist die Penetrabilität um 40 % geringer als für Spin 2 (mit den unten verwendeten Parametern für die 1. Barriere). Die niedrigste Bande mit negativer Parität dürfte einige 100 keV höher liegen. Wir erwarten also die Population der Spins 0^+ , 2^+ , (3^+) , 4^+ , ... und 1^- , 3^- , 5^- ,

Da der äussere Sattelpunkt wahrscheinlich eine stabile Oktupoldeformation besitzt, wie die Rechnungen von Möller /65/ vorhersagen, erwartet man eine $K=0$ Bande mit den Spins 0^+ , 1^- , 2^+ , 3^- , 4^+ , ... mit beiden Paritäten. Betrachtet man beide Barrieren zusammen, so sollten nur die Spins 0^+ , 2^+ , 4^+ , ... der $K=0^+$ -Bande und die $K=0^-$ - Bande mit 1^- , 3^- , 5^- , ... vorkommen. Da die 0^- - Bande am 1. Sattel höherliegt, wird eine $K=0^-$ Transmissionsresonanz schwächer sein als eine $K=0^+$ - Resonanz bei der selben Anregungsenergie.

Wenn die beiden Banden getrennt auftreten, kann wegen des Targetspins $1/2$ der in der Reaktion übertragene Drehimpuls j und der Compoundkernspin J_f einander eindeutig zugeordnet werden.

Aufgrund dieser Betrachtungen ordnen wir der Grobstruktur um 5 MeV Anregungsenergie eine $K=0^+$ Transmissionsresonanz mit den Spins 0,2,4 zu. Die Winkelkorrelationskoeffizienten lassen eine eindeutige Zuordnung von $K=0^+$ oder 0^- nicht zu, für eine Zuordnung $K=0^-$ für die 5-MeV Resonanz lässt sich jedoch das Intensitätsverhältnis zu der tieferliegenden Resonanzstruktur um 4,65 MeV (s.u.) nicht erklären. Das stärkste Argument für die Zuordnung von $K=0^+$ ist jedoch der von Ra-
²⁴⁰Pu(γ, f)-Reaktion bei 5 MeV /61/.

Die Winkelkorrelation der gesamten Resonanz (Nr. 48 in Tabelle 3) wird stark von Spin 2 dominiert, wie es auch von der Spinpopulation im Eingangskanal (Tabelle 1) zu erwarten ist. Man kann aus den 3 Winkelkorrelationskoeffizienten die

relativen Anteile in der Spaltwahrscheinlichkeit für den übertragenen Drehimpuls $j=1/2, 3/2, 5/2, (7/2+9/2)$ berechnen und erhält die Werte in Tabelle 4 (Spin $j=9/2$ hat fast die gleichen Winkelkorrelationskoeffizienten wie $j=7/2$, deshalb kann man die beiden Spinanteile zusammenfassen und das Problem wird eindeutig lösbar).

Tabelle 4: Anteile des übertragenen Drehimpulses j und des Spins J_f in der $K = O^+$ -Resonanz

berechnet aus den Winkelkorrelationskoeffizienten A_2, A_4, A_6

berechnet aus $B_{J\pi K}$ und $\alpha(J, \pi)$ nach

Andersen et al./74/ Specht /62/

j	F_j	J_f	F_{Jf}	F_{Jf}	F_{Jf}
1/2	0,15	0	0,15	0,14	0,15
3/2	0,53+0,01				
5/2	0,17 ^{+0,07} _{-0,04}	2	0,70	0,57	0,72
7/2+9/2	0,15 ^{+0,04} _{-0,06}	4	0,15	0,29	0,13

Die starke Bevorzugung von $j=3/2$ ist unverständlich. Wenn man in Gl. (57) die einzelnen Spinanteile mit den Werten von Tabelle 1 und den relativen $B_{J\pi K}$ nach Gl. (41) berechnet, erhält man relative Spinanteile, die mit den in Tabelle 4 aufgeführten F_{Jf} , die aus den Winkelkorrelationskoeffizienten gewonnen sind, im Trend übereinstimmen (siehe die letzten beiden Spalten von Tabelle 4).

Für eine realistische Mischung der $j=3/2$ und $5/2$ Anteile (z.B. mit Gewichten $(2j+1)$) erhält man für beide Sätze von Spinpopulationen aus Tabelle 1 zu grosse A_4 und A_6 (siehe Tabelle 5).

Tabelle 5

Berechnete Winkelkorrelationskoeffizienten aus $\alpha(J, \pi)$ und $B_{J\pi K}$

$\alpha(J, \pi)$ nach:	Andersen et al. /74/	Specht /62/
A_2	0,96	0,94
A_4	0,61	0,51
A_6	0,25	0,11

Der A_4 -Wert könnte erklärt werden, wenn man eine $K=1$ Beimischung von 35-50 % zulässt. Es ist nicht ganz klar, wie ein so grosser $K=1$ Anteil zustande kommen sollte, eine Möglichkeit wäre eine Reorientierung des Kerns auf dem Weg vom 2. Satellit zum Zerreisspunkt.

Alle untersuchten Linien im Bereich der 5-MeV-Resonanz (Nr. 11 bis 33 in Tabelle 3) lassen sich $J=2$, $K=0$ zuordnen. Ein für die Zuordnung von Spin 4 erforderlicher A_6 -Wert um 0,9 tritt nirgends auf (ausser vielleicht bei Nr. 13, dort ist aber die Statistik sehr schlecht). Ein für Spin 0 erforderlicher A_2 -Wert um 0 kommt ebenfalls nicht vor.

Ein wichtiger Punkt für das Verständnis der Koinzidenzspektren ist die Betrachtung der Typ-II-Breiten W_{cII} . Für die 2^+ -Niveaus berechnet man mit den untenstehenden Werten für die Barriereparameter aus Gl. (48) eine Breite von 2,8 keV Halbwertsbreite im Maximum der Resonanz. Da Fluktuationen dieser Breite zu erwarten sind, können auch grössere Breiten auftreten, die sich gegen die experimentelle Auflösung von 3 keV bemerkbar machen. Die Linien bei Kanal 760, 780 und 790 (Nr. 22, 23, 25 in Tabelle 3) haben 5 bis 7 keV Halbwertsbreite und zeigen möglicherweise diesen Effekt.

Für die 0^+ -Niveaus zeigt sich, dass die Linien in der Spaltwahrscheinlichkeit so breit sind, dass sie schon stark überlappen. Gl. (48) hat keine Lösung mehr, da $B_{If} \leq 50\%$ nicht mehr vorkommt (Gl. (34) gilt hier nicht mehr). ($W_{cII} \geq D_{II}$). Es wird deshalb kein 0^+ -Niveau isoliert gefunden. Die 4^+ -Niveaus liegen dichter als die 2^+ -Niveaus, der Wirkungsquerschnitt je Zustand ist je nachdem, welchen Werte-Satz aus Tabelle 1 man nimmt, um einen Faktor 2,1 bzw. 6,4 kleiner, so dass die 4^+ -Linien gegen die 2^+ -Linien klein sind und deshalb nicht isoliert gefunden werden.

Die Summe der breiten 0^+ -Niveaus und der kleineren, dichter liegenden 4^+ -Niveaus erklärt das breite Kontinuum auf dem die aufgelösten Linien sitzen. Dieses Kontinuum unter den Linien ist auch verantwortlich für die Tatsache, dass für alle Linien im Bereich der 5 MeV-Resonanz die A_2 - und A_4 -Werte

tendenziell etwas zu klein sind und A_6 etwas zu gross ist für Spin 2. Nr. 50 in Tabelle 3 ist ein Mittel über alle Linien im Resonanzbereich (ohne die mit * bezeichneten breiteren Fitbereiche), die Winkelkorrelationskoeffizienten sind innerhalb der Fehler identisch mit dem Mittel über die gesamte Resonanz, obwohl die Summe der Energieintervalle 3mal kleiner ist.

Auch im Bereich unterhalb der 0^+ -Resonanz wird die Winkelverteilung durch $J=2$ und $K=0$ oder, falls eine 0^- - Bande auftritt, durch $J=1$ und $K=0$ dominiert. Lediglich die Fitbereiche Nr. 4 und 8 lassen sich evtl. mit Spin 0 identifizieren (Nr. 5 und 6, beide mit hohem A_2 , sind in Nr. 4 enthalten und erklären so den A_2 -Mittelwert von 0,43).

3.52 Niveaudichten

Durch Abzählen der Peaks in Bild 53 ermittelt man um 5 MeV Anregungsenergie einen mittleren Niveauabstand der 2^+ -Zustände von etwa 8 keV. Die Unsicherheit dieser Bestimmung ist gross, da die Linien nicht isoliert sind. Zum Vergleich haben wir die Niveaudichte nach einem modifizierten Fermigasmodell /84/ mit Parametern von Dilg et al. /84/ berechnet. Diese Parameter sind an die experimentellen Niveaudichten bei kleinen Anregungsenergien und an Neutronenresonanz-Daten bei der Neutronenbindungsenergie angepasst. Einige Werte für die mittleren Niveauabstände sind in Tabelle 6 angegeben. Der Grundzustand im 2. Minimum wurde nach Britt et al. /85/ mit 2,4 MeV über dem 1. Minimum angenommen. Die Parameter a und Δ wurden unverändert für das 2. Minimum benützt. Die Übereinstimmung mit der ermittelten Niveaudichte für 2^+ -Zustände im 2. Minimum ist innerhalb der zu erwartenden Genauigkeit gut.

Tabelle 6

Mittlere Niveauabstände berechnet nach Dilg et al./84/

E_x	J=	1. Minimum			2. Minimum		
		eV			keV		
	0	2	4		0	2	4
5,5	63	14	9,5		16,8	3,8	2,85
5,0	175	39	27		67	15,5	12
4,5	513	114	80		313	73	59
4,0	1600	357	256		1790	435	380

Tabelle 7: Parameter für Modellrechnungen

		Bild 57			Bild 58	
Kurve	Nr.	1	2	3	Res.: 0^+	0^-
E_A	MeV	5,8	5,8	5,67	5,67	5,88
$\hbar\omega_A$	MeV	0,82	0,82	0,82	0,82	0,82
E_B	MeV	5,45	5,45	5,32	5,32	5,32
$\hbar\omega_B$	MeV	0,6	0,6	0,6	0,6	0,6
$\hbar\omega_{\pi}$	MeV	0,8	0,8	0,8	0,8	0,8
Γ_W	MeV	0,12	0,12	0,12	0,12	0,1
E_B	Mev	5,0	5,0	5,0	5,0	4,65
D_I	nach Dilg et al./84/, siehe Tabelle 6					
$\sqrt{\gamma_{\pi}}$	meV	23 bei 5 MeV, Änderung 10 meV/MeV /50/				
Θ	nach Specht et al./83/: 150 $\hbar^2$ /MeV					
$\alpha(J, \pi)$		a	b	a	a	a
		a: Andersen et al./74/ b: Specht /62/				

3.53 Modellrechnungen

Die Spaltbarrieren sind u.a. von Back et al. /49,50/ mit Parabelform parametrisiert und an (d,pf)-Daten angepasst worden. Wir haben versucht, mit dem in Abschnitt 3.23 dargestellten Modell und den Barriereparametern nach Back et al. /50/ die Grobstruktur der Resonanz zu reproduzieren. Den absoluten Wert der Spaltwahrscheinlichkeit, der in dieser Arbeit nicht bestimmt wurde, haben wir von Specht et al. /56/ und Back et al. /49,86/ entnommen. Die über Typ II-Niveaus gemittelte Spaltwahrscheinlichkeit wurde nach Gl. (47) für

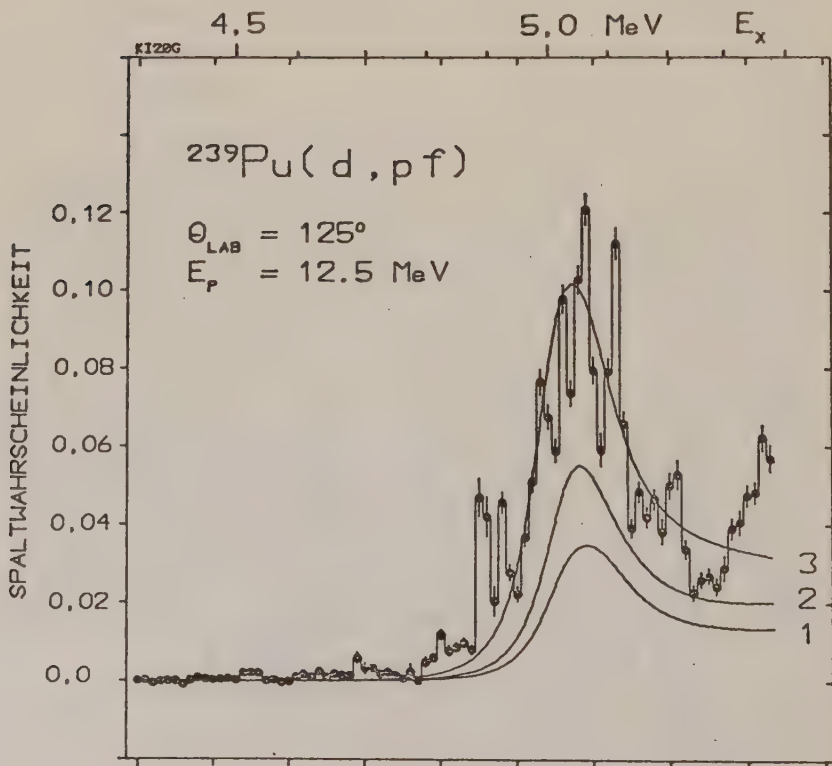


Bild 57: Spaltwahrscheinlichkeit, berechnet nach Gl. (47).

Parameter für die Kurven 1 bis 3 siehe Tabelle 7.

die beitragenden Spins berechnet und mit den relativen Spinpopulationen im Eingangskanal gewichtet (Gl. (56)). Die Barrieren und die Lage der Resonanz (E_β) wurden für die verschiedenen Spins um die Rotationsenergie erhöht, wobei als Trägheitsparameter $\Theta = 150 \text{ h}^2/\text{MeV}$, d.h. der Wert für das Spaltungsisomer ^{83}Zr , angenommen wurde. Es ist zu bemerken, dass der Lorentzfaktor in Gl. (47) zu höheren Anregungen hin zu schwach abfällt, als dass er den steilen Anstieg der Penetrabilität kompensieren könnte. Dies führt oberhalb der Resonanz zu einem Wiederanstieg der Spaltwahrscheinlichkeit.

In Bild 57 sind drei berechnete Spaltwahrscheinlichkeiten und die experimentellen Daten aufgetragen; die zugehörigen Parameter sind in Tabelle 7 aufgeführt. Die beste Übereinstimmung mit den Daten erhält man für Barriereshöhen, die um 130 keV gegenüber Referenz ^{50}Zr reduziert sind (Kurve 3). Dies liegt noch gut innerhalb der von Back et al. angegebenen Fehlergrenzen. Auch eine Vergrößerung der mittleren Niveauabstände im 1. Minimum um einen Faktor 10 oder eine Verdreifachung der Abstände der Vibrationen im 2. Minimum führt zu guter Übereinstimmung, beides erscheint aber unrealistisch.

Zum Vergleich ist in Bild 58 eine ältere (d,pf)-Messung mit Halbleiterzählern mit einer Energieauflösung von ca. 60 keV von Back et al. ^{86}Zr eingetragen. Die Anregungsenergie wurde um 100 keV nach oben verschoben, um Übereinstimmung der 5 MeV-Resonanz zu erhalten.

Der Vergleich zeigt, dass unterhalb der 5-MeV-Resonanz bei der Messung mit Halbleiterzählern mehr Intensität auftritt. Möglicherweise spielen dort Pile-up-Effekte in der Elektronik eine Rolle, so dass Fits in diesem Bereich mit Skepsis zu betrachten sind.

In Bild 58 ist versucht, zusätzlich zur 0^+ -Resonanz bei 5 MeV die Intensität im Bereich 4,6 bis 4,85 MeV Anregungsenergie durch eine $K=0^-$ - Resonanz bei 4,65 MeV zu erklären. Die äussere Barriere wurde für die 0^- - Resonanz nicht verändert, die innere Barriere wurde soweit angehoben, dass sich Übereinstimmung mit den Daten ergab, d.i. um 200 keV.

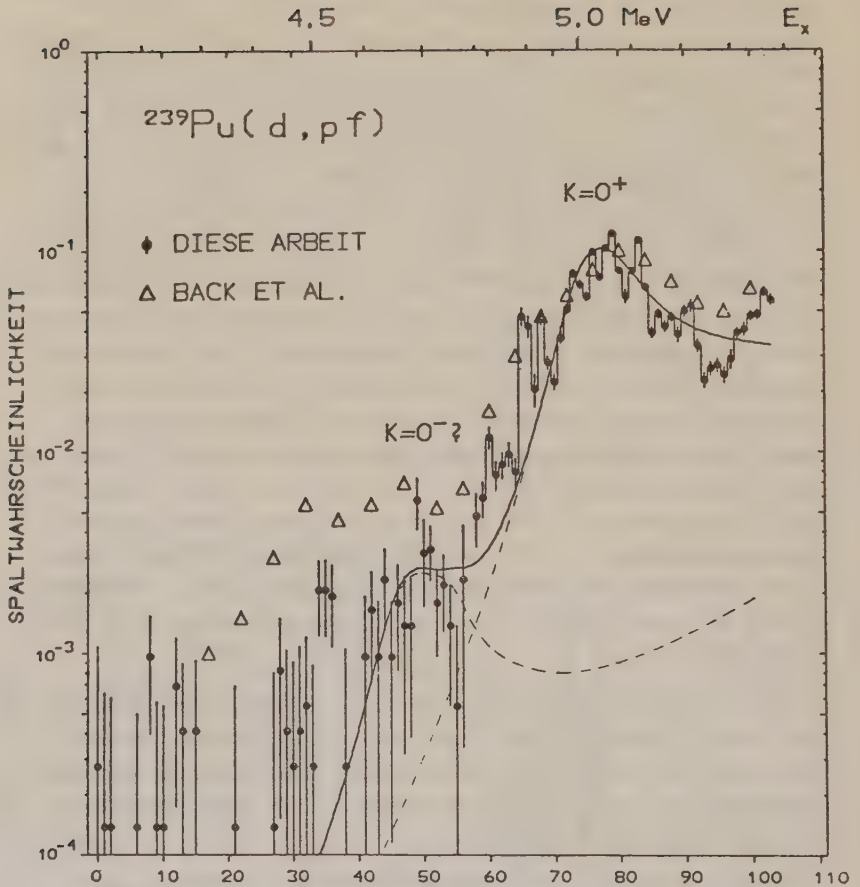


Bild 58: Spaltwahrscheinlichkeit mit berechneter Kurve für eine $K=0^+$ -Resonanz bei 5 und eine $K=0^-$ - Resonanz bei 4,65 MeV.

Verschiedene sich nach Abschnitt 3.23 ergebende Breiten und die nach Dilg et al. /84/ berechneten mittleren Niveauabstände sind in Bild 59 aufgetragen. Die Niveauabstände im 2. Minimum sind auf den aus dem Experiment bestimmten mittleren Abstand der 2^+ -Niveaus von 8 keV bei 5 MeV normiert. W ist die Breite einer ungedämpften Transmissionsresonanz in der Spaltwahrscheinlichkeit, $W_{cII\max}$ die Breite eines Typ II-Niveaus in der Spaltwahrscheinlichkeit im Maximum einer

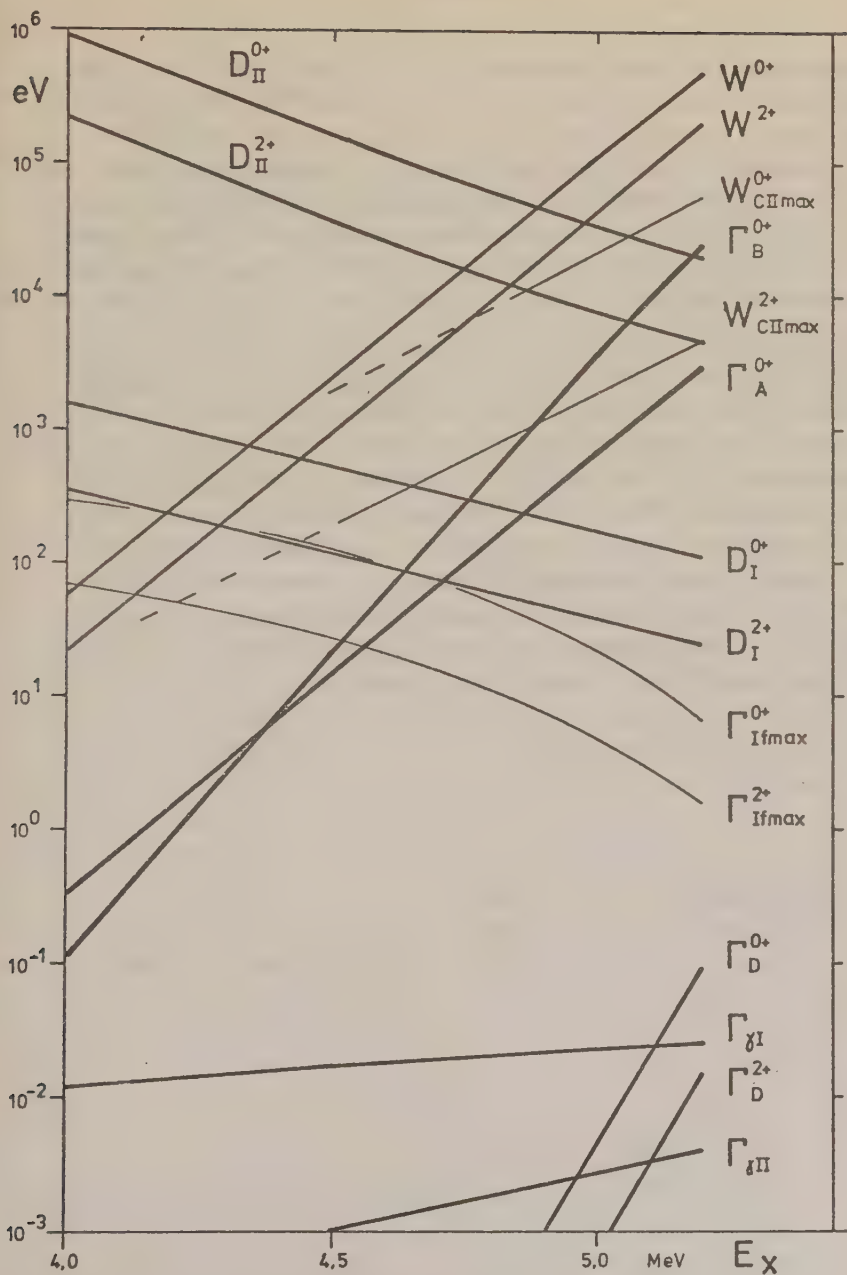


Bild 59: Niveaudichten und Breiten für ^{240}Pu

gedämpften Resonanz, berechnet für $\Gamma_w = 120$ keV. Γ_D ist eine Abschätzung der direkten Spaltbreite /68/: $\Gamma_D = D_I P_A P_B / 2\pi$. Man sieht, dass die Bedingung $D_I \ll W_{cII}$ (siehe Abschnitt 3.23.42) für 2^+ -Zustände bis zu einer Anregungsenergie von etwa 4,6 MeV erfüllt ist, für tieferliegende Resonanzen überschätzt Gl. (37) die Spaltwahrscheinlichkeit. Aus Gl. (17) bzw. (19) lässt sich die Spaltwahrscheinlichkeit für tieferliegende Resonanzen abschätzen.

Die Struktur bei 4,53 MeV Anregungsenergie kann vielleicht als die nächsttieferliegende β -Vibration mit $K=0^+$ erklärt werden. Eine Abschätzung der integrierten Spaltwahrscheinlichkeit nach Gl. (37) für den Spin 2^+ -Anteil liefert eine mittlere Spaltwahrscheinlichkeit $\langle B_f \rangle = 0,005$ für die beobachtete Breite von ca. 40 keV (Bild 58), wenn man die Spinpopulation im Eingangskanal berücksichtigt. Gemessen wurde $\langle B_f \rangle = 0,002 \pm 0,0006$. Der Unterschied kann teilweise aus der erwähnten Überschätzung der Spaltwahrscheinlichkeit für $D_I \geq W_{cII}$ erklärt werden. Für eine sichere Zuordnung sind Daten mit besserer Statistik erforderlich.

3.6 Schlussbemerkungen

Die hier dargestellte Analyse zeigt, dass das resonanz-artige Verhalten für (d,p)-induzierte Spaltung unterhalb der Barrieren im Rahmen der hier beschriebenen Modellvorstellung zufriedenstellend wiedergegeben wird, und zwar mit Barriere-Parametern, wie sie von Back et al. /49/ aus Fits im Bereich nahe der Barrieren gewonnen wurden. Unterhalb der $K=0^+$ Resonanz sagt das Modell den steilen Abfall der Spaltwahrscheinlichkeit richtig voraus. Dieser steile Abfall ist in Messungen mit Halbleiterdetektoren meist nicht sichtbar. Es wurde deshalb bisher nicht bemerkt, dass das Modell von Bondorf, Britt, Back et al. /49,73,50/ dort zu grosse Spaltwahrscheinlichkeit vorhersagt.

Von den in der $K=0^+$ Resonanz erwarteten Typ-II-Niveaus mit den Spins 0, 2, 4 werden eine Reihe von Linien mit Spin 2 aufgelöst. Die nach den Rechnungen möglicherweise auftretende Verbreiterung dieser Linien in der Mitte der Resonanz ist bei etwa 3 Linien zu sehen. Die Linien mit Spin 0 sind nach den Rechnungen sehr breit und werden deshalb nicht isoliert gefunden, die Linien mit Spin 4 sind aufgrund des Wirkungsquerschnitts im Eingangskanal gegenüber den 2^+ Linien klein und werden ebenfalls nicht isoliert gefunden.

Die nach halbempirischen Niveaudichte-Formeln vorhergesagten Niveaudichten im 1. und 2. Minimum werden innerhalb der zu erwartenden Genauigkeit durch das Experiment bestätigt.

Literaturverzeichnis

- /1/ H.A. Enge, S.B. Kowalski, Proc. 3rd Int. Conf. Magnet Technology, Hamburg (1970)
- /2/ C.A. Wiedner, M. Goldschmidt, O. Rieck, H.A. Enge, S.B. Kowalski, NIM 105 (1972) 205
- /3/ H.J. Scheerer, Doktorarbeit, Technische Universität München
- /4/ G. Charpak, Ann. Rev. Nucl. Sci., Vol 20 (1969) 195
- /5/ P. Maier-Komor, Doktorarbeit, Technische Universität München 1974
- /6/ P. Glässel, E. Huenges, H. Kreuzer, M. Löffler, P. Maier-Komor, D. Rabenstein, H. Rösler, H.J. Scheerer, H. Vonach, Jahresbericht des Beschleunigerlabors der Univ. und Techn. Univ. München (1973)
- /7/ H. Vonach, P. Glässel, E. Huenges, M. Löffler, H. Rösler, H. J. Scheerer, Acta Physica Austriaca (im Druck)
- /8/ G. Charpak, R. Bouclier, T. Bressani, J. Favier, C. Zupancic, NIM 62 (1968) 262
- /9/ G. Charpak, D. Rahm, H. Steiner, NIM 80 (1970) 13, Übersichtsartikel
- /10/ L.J. Koester, Jr., IEEE Trans. Nucl. Sci. Vol. 17/3 (1970) 55
- /11/ M. Atac, J. Lach, NIM 86 (1970) 173
- /12/ R. Bouclier, G. Charpak, Z. Dimcovski, G. Fischer, F. Sauli, G. Coignet, G. Flügge, NIM 88 (1970) 149
- /13/ H. Cunitz, W. Sippach, J. Dieperink, NIM 91 (1971) 211
- /14/ E. Bloom, R.L.A. Cottrell, G. Johnson, C. Prescott, R. Siemann, S. Stein, NIM 99 (1972) 255
- /15/ J. Buchanan, L. Coulson, N. Gabitzsch, E.V. Hungerford, G.S. Mutchler, R. Persson, M.L. Scott, J. Windish, G.C. Phillips, NIM 99 (1972) 159
- /16/ Yu. V. Zanevsky, T.S. Nigmanov, V.D. Peshekhonov, M. Turala E.N. Tsyganov, D. Drickey, J. Tompkins, P. Shepard, NIM 100 (1972) 481

- /17/ V.D. Peshekhonov, Yu. V. Zanevsky, NIM 100 (1972) 505
- /18/ C. Bemporad, W. Beusch, A.C. Melissinos, E. Schuller, P. Astbury, J.G. Lee, NIM 80 (1970) 205
- /19/ D. Blum, J. Bourcrot, B. Crossetete, W. McGill, H. Nguyen Ngoc, NIM 104 (1972) 285
- /20/ K.B. Burns, B.R. Grummon, T.A. Nunnamaker, L.W. Mo, S.C. Wright, NIM 106 (1973) 171
- /21/ G. Charpak, R. Bouclier, T. Bressani, J. Favier, C. Zupancic, NIM 65 (1968) 217
- /22/ R. Pages, NIM 85 (1970) 211
- /23/ H. Becker, S. Kalbitzer, D. Rieck, C.A. Wiedner, NIM 95 (1971) 525
- /24/ A. v. Decken, M. Goldschmidt, W. Reiter, D. Rieck, M. Rössler, W. Saathoff, R. Schumacher, J. Stoltzfus, K. Wannebo, C.A. Wiedner, Brookhaven, Q3D-Meeting (1974) wird veröffentlicht
- /25/ A. Rindi, V. Perez-Mendez, R.I. Wallace, NIM 77 (1970) 325 R. Grove, K. Lee, V. Percz-Mendez, J. Sperinde, NIM 89 (1970) 257
- /26/ R. Grove, V. Perez-Mendez, J. Sperinde, NIM 106 (1973) 407
- /27/ T. Bressani, G. Charpak, D. Rahm, H. Steiner, Contrib. to the meeting on Sparkchambers, Dubna 1969
- /28/ G. Charpak, F. Sauli, W. Duinker, NIM 108 (1973) 413
- /29/ C.J. Borkowski, M.K. Kopp, Rev.Sci.Instr. 39 (1968) 1515
- /30/ J.L.C. Ford Jr., P.H. Stelson, R.L. Robinson, NIM 98 (1973) 199
- /31/ A.H. Walenta, J. Heintze, B. Schürlein, NIM 92 (1971) 373
- /32/ J.R. Gillard, J.G. Emming, NIM 104 (1972) 241
- /33/ D.M. Lee, S.E. Sobottka, H.A. Thiessen, NIM 109 (1973) 421 E.R. Flynn, S. Orbesen, Nelson Stein, H.A. Thiessen, D.M. Lee, S.E. Sobottka, NIM 111 (1973) 67

- /34/ V. Radeka, IEEE Trans.Nucl.Sci., to be published
- /35/ P. Schilly, P. Steffen, J. Steinberger, T. Trippe,
F. Vannucci, H. Wahl, K. Kleinknecht, V. Lüth,
NIM 91 (1971) 221
- /36/ M. Loeffler, Doktorarbeit, Techn. Univ. München (1973)
- /37/ G.A. Erskine, NIM 105 (1972) 565
- /38/ R.Z. Fuzesy, J. Jaras, L. Kaufmann, J. Marriner,
S. Parker, V. Percez-Mendez, S. Redner, NIM 100 (1972) 267
- /39/ R. Männer, Rechenprogramm für Vavilov-Theorie,
private Mitteilung
P. V. Vavilov, JETP 5 (1957) 749
- /40/ W. Assmann, J. de Boer, S. Skorka, E. Huenges, P. Kienle,
H. Morinaga, E. Nolte, H. Vonach, H. Münzer, L. Rohrer,
H. Schnitter, NIM (wird veröffentlicht)
- /41/ E. Huenges, Doktorarbeit, Techn. Univ. München (1973)
- /42/ E. Huenges, H. Rösler, H. Vonach, Phys. Lett. 46B (1973)
361
- /43/ J. Deicke, H.J. Specht, Jahresbericht des Beschl. La-
boratoriums der Univ. und Techn. Univ. München
- /44/ V.M. Strutinsky, Lysekil Symposium 1966, Arkiv Fysik 36
(1967) 629
Nucl. Phys. A 95 (1967) 420
Nucl. Phys. A 122 (1968) 1
- /45/ V.M. Strutinsky, H.C. Pauli, IAEA Sec. Symp. on Phys.
and Chem. of Fission, Wien (1969) 155
- /46/ W.J. Swiatecki, Lysekil Symp. 1966, Arkiv Fysik 36 (1967)
325
- /47/ J. Pedersen, B.D. Kuzminov, Phys. Lett. 29B (1969) 176
- /48/ B. B. Back, J.P. Bondorf, G.A. Otroschenko, J. Pedersen,
B. Rasmussen, IAEA Sec. Symp. Phys. Chem. of Fission,
Wien (1969) 351
- /49/ B.B. Back, H.C. Britt, J.D. Garrett, Ole Hansen, B. Leroux,
IAEA, Third Symp. on Phys. and Chem. of Fission, Ro-
chester (1973) 3

B.B. Back, H.C. Britt, J.D. Garrett, Ole Hansen,
IAEA, Third Symp. on Phys. and Chem. of Fission,
Wien (1973) 25

/50/ B.B. Back, Ole Hansen, H.C. Britt, J.D. Garrett,
Phys. Rev. C 9 (1974) 1924

/51/ L. Earwaker, G.D. James, IAEA Sec. Symp. of Phys. and
Chem. of Fission, Wien (1969) 911

/52/ R. Vandenbosch, IAEA 3rd Symp. Phys. and Chem. of Fission
Wien (1973) 251

/53/ J.E. Lynn, IAEA Sec. Symp. on Physics and Chem. of
Fission, Wien (1969) 249

/54/ E. Migneco, J.P. Theobald, Nucl. Phys. A 112 (1968) 603

/55/ A. Fubini, J. Blons, A. Michaudon, D. Paya, Phys. Rev.
Lett. 20 (1969) 1373

/56/ H.J. Specht, J.S. Fraser, J.C.D. Milton, W.G. Davies,
IAEA Sec. Symp. on the Phys. and Chem. of Fission,
Wien (1969) 363

/57/ B.H. Patrick, G.D. James, Phys. Lett. 28 B (1968) 258

/58/ A. Michaudon, Proc. Int. Symp., Dubna (1968)
IAEA, Wien (1968) 485

/59/ H.C. Britt, J.D. Cramer, Phys. Rev. 181 (1969) 1634

/60/ H.C. Britt, S.C. Burnett, J.D. Cramer, IAEA Sec.
Symp. on Phys. and Chem. of Fission, Wien (1969) 375

/61/ N.S. Rabotnov, G.N. Smirenkin, A.S. Soldatov, L.N. Usachev,
S.P. Kapitza, Yu.M. Tsipenyuk, Sov. J. Nucl. Phys. 11 (1970) 285

/62/ H.J. Specht, Habilitationsschrift, Univ. München (1970)

/63/ J.E. Lynn, Theory of Neutron Resonance Reactions,
(Clarendon Press, Oxford, 1968)

/64/ P.J. Steenkamp, Doktorarbeit, Heidelberg (1971)

/65/ P. Möller, J.R. Nix, IAEA, Third Symp. Phys. and Chem.
of Fission, Wien (1973) 103
Übersichtsartikel

- /66/ J. D. Cramer, J.R. Nix, LASL-Report, LA-DC-11314 (1970)
- /67/ C.Y. Wong, J. Bang, Phys. Lett. 29 B (1969) 143
- /68/ A. V. Ignatyuk, N.S. Rabotnov, G.N. Smirenkin, Phys. Lett. B 29 (1969) 209
- /69/ D.L. Hill, J.A. Wheeler, Phys. Rev. 89 (1953) 1102
- /70/ J.M. Blatt, V.F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics (Wiley and Sons Inc., New York 1952), S. 387 ff.
- /71/ A. Bohr, B.R. Mottelson, Nuclear Structure, Benjamin, New York (1969), Appendix 2 D
- /72/ H. Weigmann, Zeitschr. für Physik 214 (1968) 7
- /73/ J.P. Bondorf, Phys. Lett. 31 B (1970) 1
- /74/ B.L. Andersen, B.B. Back, J.M. Bang, Nucl. Phys. A 147 (1970) 33
- /75/ A. Bohr, Proc. Int. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy (United Nations, Geneva, 1955) Vol. 2, 151
- /76/ P. Möller, S.G. Nilsson, Phys. Lett. B 31 (1970) 283
- /77/ S.E. Larsson, I. Ragnarsson, S.G. Nilsson, Phys. Lett. 38 B (1972) 269
- /78/ U. Götz, H.C. Pauli, K. Junker, Phys. Lett. 39 B (1972) 436
- /79/ J.S. Fraser, J.C.D. Milton, Ann. Rev. of Nucl. Sci. 16 (1966) 379
- /80/ H.C. Britt, F.A. Rickey, W.S. Hall, Phys. Rev. 175 (1968) 1525
- /81/ G.L. Bate, R. Chaudhry, J.R. Huizenga, Phys. Rev. 131 (1963) 722
- /82/ Yu. A. Nemilow, Yu. A. Selitskii, S.M. Solov'ev, V.P. Eismont, Sov. J. Nucl. Phys. 2 (1966) 330
- /83/ H.J. Specht, J. Weber, E. Konecny, D. Heunemann, Phys. Lett. 41 B (1972) 43

- /84/ W. Dilg, W. Schantl, H. Vonach, Nucl. Phys. A 217 (1973) 269
- /85/ H.C. Britt, M. Bolsterli, J.R. Nix, J.L. Norton, Phys. Rev. C 7 (1973) 801
- /86/ B.B. Back, J.B. Bondorf, G.A. Otroschenko, J. Pedersen, B. Rasmussen, Nucl. Phys. A 165 (1971) 449

Den Herren Dr. E. Huenges, J. Labetzki, Dr. M. Löffler, Dr. H. Rösler und H. J. Scheerer danke ich für die Mitwirkung bei den Experimenten und dafür, dass sie meinen penetranten Optimismus stets ertragen haben.

Herrn Prof. H.J. Specht, Herrn Prof. H. Vonach und Herrn Prof. C. Zupancic danke ich für das ständige Interesse an dieser Arbeit und für viele aufschlussreiche Diskussionen.

Herrn Dr. H. Rösler möchte ich für viele fruchtbare Diskussionen danken.

Herrn O. Lerch danke ich für die Mitarbeit beim Austesten der Zählerelektronik.

Herrn R. Grossmann und Herrn Dr. P. Maier-Komor bin ich für die Herstellung der Targets zu Dank verpflichtet.

Lebenslauf des Autors

- 4.10.43 geboren in Wien, Vater Diplomingenieur, Mutter Hausfrau, nach Kriegsende wohnhaft in Stuttgart.
- 9.49 Eintritt in die Volksschule in Stuttgart-Untertürkheim.
- 4.53 Eintritt in das Württemberg-Gymnasium in Stuttgart-Untertürkheim, 1. Fremdsprache Englisch.
- 19.4.55 Übertritt in das Johannes-Kepler-Gymnasium in Stuttgart-Bad Cannstatt. 2. Fremdsprache Latein, ab 9. Klasse 3. Fremdsprache Französisch.
- 26.4.59 wohnhaft in Nellingen/Kreis Esslingen
- 1.3.62 Ablegung des Abiturs am Johannes-Kepler-Gymnasium
- 1.5.62 Beginn des Studiums der Physik an der Universität München.
- 1.65 Ablegung der Vordiplom-Prüfung in Physik.
Während des Studiums in den Semesterferien Werkstudententätigkeit bei den Stadtwerken Verkehrsbetriebe als Strassenbahnschaffner und bei der Fa. Siemens in einem Entwicklungslabor für Halbleitertechnik in München.
- 1.5.67 Beginn der Diplomarbeit am Lehrstuhl Meyer-Berkhout, Aufbau einer Apparatur für γ - γ -Winkelkorrelationen mit NaJ-Detektoren.
- 26.1.69 Ablegung der Diplomhauptprüfung in Physik.
- 1.3.69 Beginn der Doktorarbeit.

